Environnement Canada
Conservation et Protection

Environment Canada
Conservation and Protection

Étude des lacs du cours supérieur du fleuve Yukon, 1983 et 1985: observations et analyse

P.F. Hamblin

ÉTUDE N° 175, SÉRIE SCIENTIFIQUE DE LA DGEI

DIRECTION DE LA RECHERCHE SUR LES LACS
INSTITUT NATIONAL DE RECHERCHE SUR LES EAUX
CENTRE CANADIEN DES EAUX INTÉRIEURES
BURLINGTON (ONTARIO) 1990

(Available in English on request)

91-03713/

Imprimé sur du papier à base de matériels récupérés

Publié avec l'autorisation
du ministre de l'Environnement

© Ministre des Approvisionnements et Services Canada 1990
N° de cat. En 36-502/175F
ISBN 0-662-96618-X

Table des matières

Page

RÉSUMÉ ix

ABSTRACT xii

PERSPECTIVE DE GESTION xiv

REMERCIEMENTS xv

INTRODUCTION 1
Analyse de l'étude 1
Études connexes 3

PREMIÈRE PARTIE : ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE HIVERNAL DANS LE LAC LABERGE, MARS 1983 5
But 5
Courantomètre 7
Étalonnages 7
Utilisation sur le terrain 10
Analyse des données 11
Conclusions 17

DEUXIÈME PARTIE : ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE À LA SORTIE DES LACS MARSH ET TAGISH, MARS 1985 18
Équipement sur le terrain 18
Observations au lac Marsh 19
Observations au lac Tagish 23
Échelle de longueur de Thorpe 31
Stabilité de l'écoulement hydrique à la sortie du lac 33
Transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace du lac .. 35
Analyse 35
Étude 41

Table des matières (suite)

Page

Application..... 43
Étude de l'écoulement hydrique à la sortie du lac..... 44

TROISIÈME PARTIE : PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET MODÈLES NUMÉRIQUES DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE ET DES RÉGIMES THERMIQUES DES LACS ET COURS D'EAU..... 47
Introduction..... 47
Dynamique de l'écoulement hydrique à la sortie du lac..... 49
Effets tridimentionnels..... 55
Écoulement hydrique..... 64
Modèle diagnostique tridimentionnel de l'écoulement hydrique sous la glace avec friction..... 64
Application du modèle tridimentionnel au lac Tagish..... 68
Mélange de l'écoulement fluvial à l'entrée du lac..... 72
Modélisation thermique..... 76
Modélisation du régime thermique fluvial..... 76
Évaluation des relations empiriques relatives au rayonnement.. 80
Modèle bidimentionnel du lac..... 88

RÉFÉRENCES..... 95

ANNEXE A : Drogue conçue pour aller sous la glace..... 99

ANNEXE B : Équations d'écoulement sous la glace..... 109

Tableaux

Page

Tableau 1. Quantités moyennes par section transversale, lac Tagish..... 41

Tableau 2. Comparaison du flux de chaleur près de la sortie du lac obtenu à l'aide d'un modèle numérique avec les flux obtenus à l'aide de modèles de similitude ou analytiques 93

Illustrations

Page

Figure 1. Localisation des lacs du cours supérieur du fleuve Yukon étudiés..... 2
Figure 2. Lac Laberge, localisation des stations et bathymétrie simplifiée..... 6
Figure 3. Étalonnages du courantomètre acoustique à lecture directe du réservoir remorqué avant utilisation sur le terrain..... 8
Figure 4. Étalonnages du courantomètre acoustique à lecture directe du réservoir remorqué après utilisation sur le terrain..... 10
Figure 5. Composante est de l'écoulement et composante nord de l'écoulement à la station 9, le 8 mars 1983..... 12
Figure 6. Distribution transversale de la température à l'extrémité nord du lac Laberge, le 11 mars 1983..... 14
Figure 7. Section transversale de température à l'extrémité sud du lac Laberge, le 9 mars 1983..... 14
Figure 8. Section longitudinale de température au lac Laberge, du 8 au 11 mars 1983..... 15
Figure 9. Épaisseur de la glace au lac Laberge, du 3 au 11 mars 1983..... 16
Figure 10. Localisation des stations du lac Marsh et bathymétrie près de la sortie du lac..... 19
Figure 11. Trajectoires des drogues au lac Marsh, du 26 février au 5 mars 1985..... 20
Figure 12. Courants du lac Marsh, du 26 février au 5 mars 1985... 21
Figure 13. Stations MH5 à MH3 du lac Marsh, le 27 février 1985 : section de température et écoulement vers le nord..... 22
Figure 14. Localisation des stations dans la région du débit sortant du lac Tagish..... 24
Figure 15. Bathymétrie près de la sortie du lac Tagish..... 24
Figure 16. Trajectoires des drogues, les 10 et 11 mars 1985..... 25
Figure 17. Trajectoires des drogues, les 12 et 13 mars 1985..... 25

Illustrations (suite)

Page

Figure 18. Stations de la ligne 1–8 du lac Marsh, le 6 mars 1985 : section de température et écoulement vers le nord..... 27

Figure 19. Lac Tagish, le 7 mars 1985, stations 14 à 12 : section de température et écoulement vers le nord..... 28

Figure 20. Lac Tagish, le 7 mars 1985, stations 13 à 11 : section de température et écoulement vers le nord..... 28

Figure 21. Courant et température à faible profondeur..... 30

Figure 22. Mesure de l'épaisseur de la glace au lac Tagish, du 6 au 12 mars 1985..... 31

Figure 23. Lac Marsh, le 27 février 1985, station MH3 : portion supérieure du profil de température observée et du profil monotonique..... 32

Figure 24. Section de température de la région du débit sortant du lac Marsh, le 3 mars 1985..... 37

Figure 25. Épaisseur de la glace dans la région du débit sortant du lac Marsh, les 1er et 9 mars 1985..... 39

Figure 26. Répartition du flux de chaleur, lac Tagish..... 44

Figure 27. Section transversale du débit sortant des lignes N1 à N10, lac Tagish..... 45

Figure 28. Schéma de l'écoulement fluvial hivernal..... 47

Figure 29. Principe d'un écoulement parfait pénétrant dans un secteur relatif..... 56

Figure 30. Profondeur de la couche du débit sortant avec distance du débit sortant..... 58

Figure 31. Déplacement du niveau d'eau de surface basé sur le modèle diagnostique, lac Tagish..... 69

Figure 32. Composante de l'écoulement vers le nord, lac Tagish, stations 1 à 8 et 13 à 18..... 71

Figure 33. Température du fleuve Yukon mesurée et calculée durant la saison où il n'y a pas de glace, de juin 1982 à août 1984..... 81

Illustrations (suite)

Page

Figure 34. Moyennes journalières de la température de l'air dans la région de Whitehorse et du lac Laberge..... 83

Figure 35. Précipitation dans les régions de Whitehorse et du lac Laberge, de juin à décembre 1982..... 84

Figure 36. Comparaison des degrés de nébulosité quotidiens, exprimés au carré, mesurés et calculés, de juin à décembre 1982..... 85

Figure 37. Rayonnement infrarouge quotidien reçu calculé à partir du rayonnement mesuré à Whitehorse, de juin à décembre 1982..... 87

Figure 38. Rayonnement infrarouge quotidien reçu estimé moins le rayonnement observé suivant la formule d'Anderson et la formule de Swinbank à Whitehorse. La nébulosité a été mesurée directement..... 87

Figure 39. Comme la figure 38, mais la nébulosité a été estimée de façon empirique à partir du rayonnement solaire observé dans des conditions de ciel clair..... 87

Figure 40. Diagramme schématique du modèle d'écoulement dans une cavité rectangulaire..... 89

Résumé

Dans le but de comprendre les phénomènes physiques responsables de la formation de la couverture de glace sur les lacs et les réservoirs durant l'hiver, il a été décidé à la fin des hivers 1983 et 1985, d'entreprendre des programmes de recherche sur le terrain. Ce rapport présente plusieurs observations relatives à trois lacs du cours supérieur du bassin du fleuve Yukon (les lacs Marsh, Tagish et Laberge), présente les analyses des phénomènes d'écoulement de l'eau à travers le lac, établit la validité des observations sur le terrain et du paramétrage nécessaire à l'élaboration de modèles thermodynamiques des lacs, et présente un certain nombre de modèles mathématiques du débit entrant, de l'écoulement de l'eau à travers le lac et du débit sortant des lacs profonds qui ont des débits entrant et sortant suffisamment importants pour déterminer en partie la circulation de l'eau dans ces lacs.

Contrairement à ce qui est observé dans ces lacs et d'autres lacs couverts de glace ou durant l'été, le courant traversant les lacs étudiés n'était pas concentré le long des rives. Dans l'étude de 1983, l'intensité du courant était en dessous du seuil de détection d'un courantomètre acoustique à temps de passage spécialement conçu pour ces recherches, sauf dans la région où arrive le débit entrant. Dans l'expérience subséquente, en 1985, l'emploi avec succès d'une drogue originale, conçue pour aller sous la glace, a permis de caractériser le faible écoulement de l'eau sous la glace. Les mesures de courant ainsi obtenues, conjuguées aux données relatives au profil de température, ont permis d'établir la manière dont l'eau circule dans un grand lac couvert de glace dont les débits entrant et sortant sont suffisamment importants pour déterminer en partie l'écoulement de l'eau. Le débit sortant et le flux de chaleur concomitant ont tendance à se concentrer davantage à la surface du côté gauche du lac, c'est-à-dire à gauche quand on regarde dans la direction de l'écoulement du débit sortant. L'instabilité possible du débit sortant permettrait d'interpréter les trajectoires irrégulières de la drogue.

Un certain nombre de méthodes utilisées dans les lacs Tagish et Marsh ont permis de déduire que le transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace pouvait être exprimé, dans l'ensemble, par un coefficient de transfert de 0.8×10^{-3}. Un modèle thermique du fleuve Yukon qui prenait en considération des facteurs tels que le blocage des radiations solaires par les rives, a permis de simuler les températures observées avec une erreur quadratique moyenne de 1 °C. Ce modèle a donc été utilisé pour obtenir les valeurs manquantes de température de l'eau. Deux formules mathématiques portant sur l'apport calorifique des radiations infrarouges ont été mises à l'épreuve. La formule de Swinbank s'est avérée supérieure quand la température de l'air durant le jour est supérieure à 0 °C tandis que la relation d'Anderson était supérieure à des températures plus basses. Une méthode normalisée permettant d'estimer la nébulosité quotidienne a été évaluée dans des conditions nordiques.

Un certain nombre de modèles mathématiques ont été mis au point dans le but d'étudier différents aspects de la circulation de l'eau dans les lacs de grandes dimensions pendant l'hiver. Un modèle diagnostique tridimensionnel de l'écoulement de l'eau sous la glace tenant compte de la friction d'Ekman a donné des résultats qualitativement similaires à ceux obtenus avec la drogue mais certains problèmes relatifs à la caractérisation des conditions aux limites dans le cas d'une masse d'eau qui n'est délimitée par aucune frontière physique n'ont pas été résolus. Un modèle analytique invariable bidimensionnel décrivant la concentration du courant du côté gauche du débit sortant donne à penser que le flux de chaleur allant de l'eau à la glace et à l'air décroît en proportion de la racine carrée de l'éloignement par rapport au débit sortant. Un modèle de similitude unidimensionnel de la dynamique du débit sortant rend possible l'évaluation de la distance, par rapport au débit sortant, à laquelle le transfert de chaleur vers le haut est égal ou supérieur à la perte de chaleur atmosphérique et permet donc d'estimer la taille et la localisation de la polynie du débit sortant. Ce modèle donne à penser que le flux de chaleur varie en fonction inverse de l'éloignement par

rapport au débit sortant. Un modèle numérique unidimensionnel non hydrostatique et instable n'a concordé que qualitativement avec les deux modèles de débit sortant ci-dessus. Il semblerait que ces deux méthodes sont trop simples pour paramétrer avec précision le flux de chaleur du débit sortant. Malheureusement, le modèle numérique, bien qu'il soit valable pour un lac rectangulaire simplifié, demandait des calculs trop complexes et ne pouvait atteindre un état d'équilibre final en ce qui a trait aux champs d'écoulement et de température dans le cas d'un lac profond réel et donc irrégulier.

Abstract

Field programs were initiated in the late winters of 1983 and 1985 to obtain an understanding of the physical processes responsible for winter ice cover in lakes and reservoirs. This report documents many of the observations made on three headwater lakes of the Yukon River basin (Marsh, Tagish, and Laberge), presents analyses of through-flow phenomena, establishes the validity of field observations and parameterizations required for thermodynamic models of lakes, and develops some specialized mathematical models of the inflow, through-flow, and outflow of deep riverine lakes.

Unlike the summer flow conditions in these and some other ice-covered lakes, the winter through-flow current was not concentrated as a boundary current. In the 1983 study, it was found that, apart from the immediate inflow area, the current flow was below the threshold of a specially designed acoustic time-of-flight current profiler. In the subsequent experiment in 1985, a novel under-ice drogue was deployed successfully, which made it possible to delineate the weak under-ice flow. When the flow measurements were combined with temperature profile observations, they offered a picture of the circulation in a large ice-covered riverine lake. The outflow and the associated heat flux tend to be concentrated more at the surface on the left-hand side of the lake looking in the direction of outflow. Possible outflow instabilities offer an interpretation of the observed irregularities in the drogue trajectories.

The sensible heat transfer between water and ice was inferred by a number of methods in Tagish and Marsh lakes to be represented by a bulk transfer coefficient of 0.8×10^{-3}. A thermal model of the Yukon River, including such effects as the shading of solar radiation by the river banks, simulated the observed temperatures to an RMS error of 1°C and, therefore, was used to supply missing water temperatures. Two expressions for incoming longwave radiation were tested. The Swinbank

formula was found to be superior for daily air temperatures above 0°C and the Anderson relation better at lower temperatures. A standard method of estimating the fraction of daily cloud cover was evaluated for a northern site.

Four mathematical models were formulated to examine various aspects of winter circulation in large lakes. A diagnostic three-dimensional model of flow-through under ice with Ekman friction was found to be qualitatively similar to the drogue observations, but problems remained in the specification of the open boundary conditions. A steady two-dimensional analytical model demonstrated the observed flow concentrations on the left-hand side of the outflow and suggested that the upward heat flux from the water to the ice and air decays with the square root of the distance from the outflow. A one-dimensional similarity model of the outflow dynamics offered a means of determining the distance from the outflow at which the upward transport of heat equals or exceeds the atmospheric heat loss and thus allows an estimate of the size and area of the outflow polynya. This model suggested decay of the heat flux varying inversely with distance from the outflow. An unsteady two-dimensional and nonhydrostatic numerical model gave only qualitative agreement with the above two outflow models. It would appear that these two methods are too simple to parameterize the outflowing heat flux accurately. Unfortunately, the numerical model, when extended from a simple rectangularly shaped lake to a more realistic variable-depth lake, was too computationally elaborate to reach a final steady state for both the flow and temperature fields

Perspective de gestion

Une étude sur le terrain portant sur la limnologie physique des lacs du cours supérieur du bassin du fleuve Yukon a été menée à la fin des hivers 1983 et 1985. Cette étude a examiné la température et le courant près de la sortie de même que le courant fluvial traversant les lacs et sur la relation de ces facteurs avec l'épaisseur et l'étendue du couvert de glace; elle était guidée par la nécessité d'avoir une connaissance fondamentale de l'impact d'éventuelles installations hydroélectriques dans le bassin du fleuve Yukon sur les régimes des glaces des rivières, des lacs et des réservoirs. Les sujets traités dans ce rapport et qui permettent d'élaborer un modèle du régime thermique hivernal des lacs et des réservoirs sont : la détermination du coefficient de transfert de chaleur sensible entre la glace du lac et l'eau, la caractérisation des températures de l'eau de la rivière se jetant dans le lac réalisée à partir de données météorologiques établies par des méthodes normalisées, le calcul de certains paramètres de rayonnement et enfin le paramétrage du dégagement de chaleur produit par un lac ou un réservoir couvert de glace.

Remerciements

Les discussions scientifiques de l'auteur avec E. Carmack et R. Spigel ont été très fructueuses. Il remercie le Dr. C.H. Mortimer pour l'intérêt qu'il a porté à cette étude et pour avoir fourni d'anciens tirés à part provenant de sa collection. Il remercie aussi Y.M.R. Marmoush qui a participé à l'élaboration du modèle de l'écoulement dans la cavité.

Étude des lacs du cours supérieur du fleuve Yukon, 1983 et 1985: observations et analyse

P.F. Hamblin

INTRODUCTION

Analyse de l'étude

En 1981, la Direction régionale du Pacifique et du Yukon de l'Institut national de recherche sur les eaux mettait de l'avant une étude de la circulation de l'eau et des régimes thermiques des lacs du cours supérieur du fleuve Yukon et examinait les facteurs qui pourraient éventuellement perturber les lacs comme la construction d'installations hydroélectriques dans le bassin du fleuve Yukon. La première phase de cette étude était nécessairement descriptive et consistait en la détermination de la bathymétrie des lacs principaux et de leurs cycles thermiques et de salinité annuels (Kirkland et Gray, 1986). La deuxième phase avait pour objectif de prédire le comportement physique de grandes masses d'eau nordiques retenues par des barrages qui pourraient être construits dans le bassin du fleuve Yukon. C'est pourquoi le lac Laberge (figure 1) a été choisi comme exemple typique d'un grand réservoir nordique permettant la réalisation d'une étude détaillée ayant pour but de vérifier un modèle de la qualité des eaux retenues par un barrage dans des conditions nordiques. À cet effet, il a fallu tenir compte des données météorologiques couvrant une longue période et effectuer des mesures de l'épaisseur de la glace et de la température de l'eau. Dès le début de cette étude, il a fallu faire des observations plus détaillées à proximité de l'entrée et de la sortie du lac Laberge. Des études régionales de température ont révélé l'existence d'une caractéristique commune intéressante de ces lacs du cours supérieur : la présence de zones libres de glace durant l'hiver, techniquement appelées polynies. Ces polynies se trouvent près de tous les exutoires et aussi à l'entrée de certains lacs.

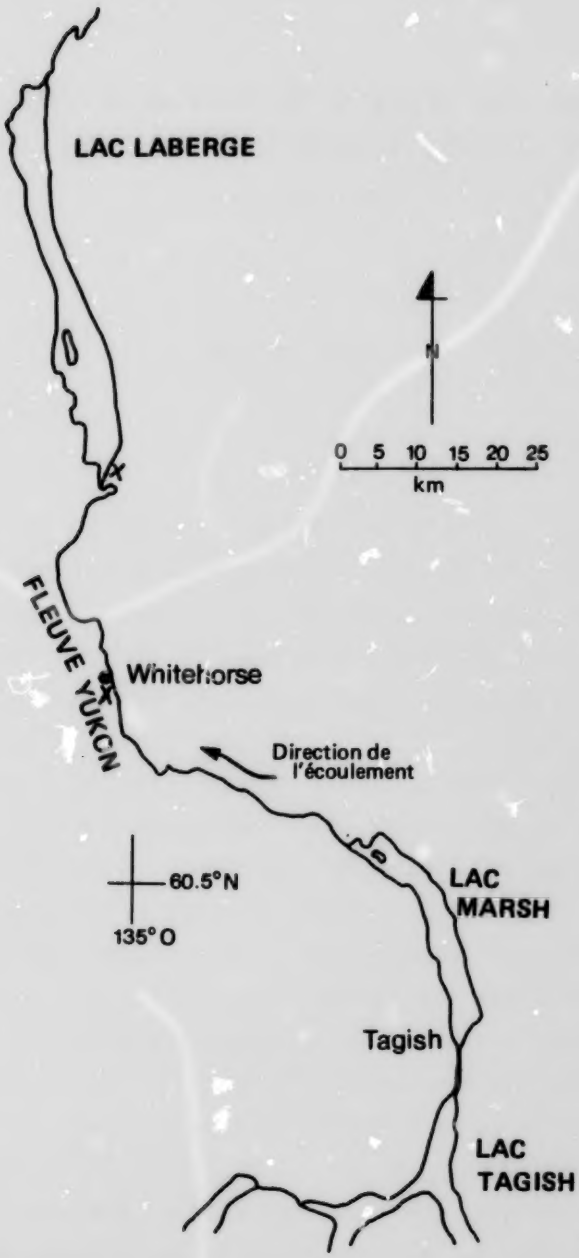


Figure 1. Localisation des lacs du cours supérieur du fleuve Yukon étudiés. Les x indiquent l'endroit où les données météorologiques ont été recueillies.

Pour étudier de façon plus détaillée la région de l'entrée du lac durant la période où le lac est couvert de glace, il a fallu prendre, en 1983, des mesures de la structure du courant et de la structure thermique du lac Laberge à l'aide d'un courantomètre et d'une sonde de

conductivité et de température. Les résultats de cette étude sont présentés dans la première partie de ce rapport. En 1985, une étude portant sur la dynamique du courant près de la sortie a été demandée. Pour des raisons logistiques, ce n'est pas l'extrémité nord du lac Laberge, région trop éloignée, qui a été choisi pour cette étude. Les recherches sont plutôt faites près de la sortie des lacs Marsh et Tagish (figure 1). En plus de recueillir des données relatives à la structure de la circulation de l'eau et à la structure thermique de ces lacs, observations exposées dans leurs grandes lignes dans la deuxième partie de ce rapport, cette étude avait essayé de déterminer le coefficient de transfert de chaleur sensible entre l'eau et le couvert de glace. Les premiers résultats du modèle du lac Laberge ont révélé que ce coefficient est un paramètre clé qui était ignoré.

En plus du coefficient de transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace, il faut indiquer, pour le modèle de simulation de la température du lac Laberge, la température moyenne journalière du principal cours d'eau se déversant dans le lac, le fleuve Yukon. Comme des bris d'équipement ont interrompu périodiquement les prises de données nécessaires à l'établissement de cette moyenne de température, il a fallu créer un modèle mathématique du régime thermique d'un cours d'eau. Ce modèle est décrit en détail dans la troisième partie de ce rapport. Le but du modèle de simulation thermique d'un lac est de permettre que le modèle unidimensionnel puisse rendre compte de la formation et du maintien de la polynie observée. Cela requiert une connaissance suffisante de la dynamique du courant près de la sortie afin d'établir un paramétrage adéquat du flux de chaleur relatif à la circulation de l'eau près de la sortie. Ce problème est aussi examiné dans la troisième partie.

Études connexes

Dès 1941, date à laquelle Liljequist produisait son rapport sur le lac Vetter en Suède, certains chercheurs scandinaves ont colligé et publié des données de température et des observations relatives aux phénomènes reliés à la présence de glace dans les lacs en hiver. Mellin

(1947 et 1948) est le premier à avoir attiré l'attention sur l'écoulement contrôlé et ses effets sur l'épaisseur du frasil, particulièrement en fin de saison, et a démontré de façon convaincante l'existence d'une remontée d'eau plus chaude près de la sortie des lacs suédois. Plus récemment, Stigebrandt (1978) a examiné la dynamique de la circulation de l'eau des lacs sous la glace. Les documents disponibles portant sur les polynies sont peu abondants. La référence la plus couramment consultée est la série d'articles en trois parties de Topham et coll. (1983). Des observations additionnelles relatives au lac Laberge ont été publiées par Carmack et coll. (1987).

PREMIÈRE PARTIE: ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE HIVERNAL DANS LE LAC LABERGE, MARS 1983

But

Le but de l'étude sur le terrain au lac Laberge, en mars 1983, consistait à connaître la nature du courant fluvial hivernal dans un lac nordique qui reçoit, par son affluent, un volume d'eau important en hiver. Le lac Laberge, comme le montre bien la figure 2, est un lac profond (145 m), moyennement long (45 km) et étroit (2 à 6 km). La période de séjour des eaux dans ce lac varie de 2 ans, en hiver, à 220 jours au début de juillet. D'un point de vue hydrodynamique, le courant fluvial, durant la période où le lac est couvert de glace, est probablement davantage déterminé par la viscosité et par la diffusion plutôt que par l'inertie du courant entrant dans le lac puisque, suivant la théorie bidimentionnelle de Fischer et coll. (1979), laquelle caractérise les effets de la viscosité et de la diffusion, le paramètre sans dimension R a une valeur inférieure à 1 (entre 0.1 et 0.5 dépendant de la valeur choisie de diffusion tourbillonnaire). L'étude réalisée en hiver par Stigebrandt (1978) et les données de turbidité et de température recueillies au lac Laberge durant l'été (Ball, 1983) laissent entendre que le courant entrant dans le lac pourrait être concentré en une fine couche d'eau dont la température s'approche de 0° C et qui serait par la suite déviée, sous l'effet de la rotation de la terre, vers la rive droite du lac. En plus de réaliser des recherches visant à déterminer si le courant entrant dans le lac demeurait concentré, il fallait espérer aussi recueillir suffisamment d'informations quantitatives pour être en mesure de déterminer certaines quantités inconnues comme le coefficient de transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace.

Pour atteindre cet objectif, il a fallu consulter les documents techniques afin de choisir une instrumentation adéquate. Les profils de courant sont couramment mesurés à travers la glace à l'aide de courantomètres à lecture directe (Baird, 1981). Étant donné que les vitesses de courant prévues étaient extrêmement basses, le courantomètre

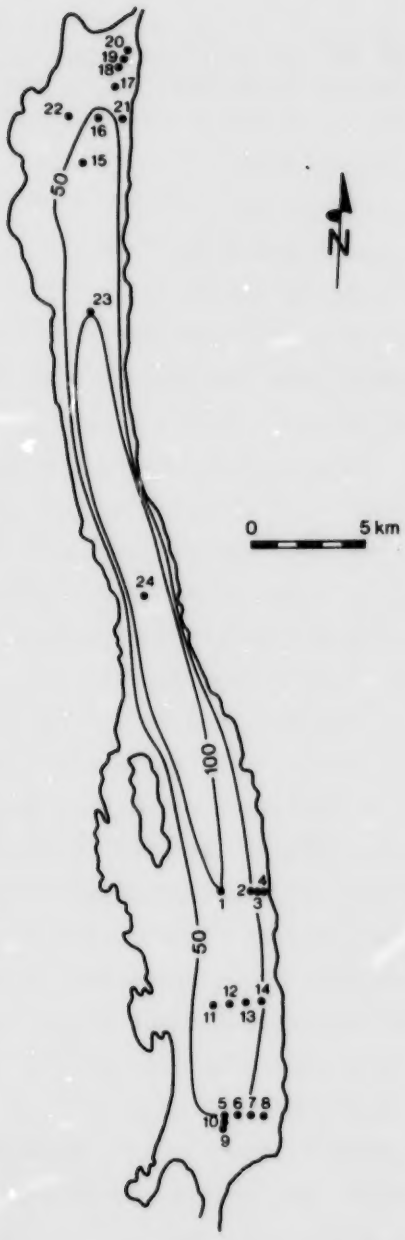


Figure 2. Lac Laberge, localisation des stations et bathymétrie simplifiée (m).

mécanique de Baird a été jugé inadéquat. Il a fallu aussi rejeter la possibilité d'utiliser un courantomètre électromagnétique à circuits intégrés à cause de la faible conductivité de l'eau du lac. En procédant par élimination, il a été décidé d'acheter un courantomètre acoustique léger à lecture directe fabriqué par la firme Neil Brown et pouvant être

mis à l'eau à travers un trou unique de 20 cm percé dans la glace. D'après le fabricant, le seuil de vitesse de cet appareil est de 1 cm/s; ce seuil devrait permettre de détecter des courants dont la vitesse attendue est d'environ 2 cm/s si l'on se fie au débit hivernal typique de 160 m^3/s et aux profondeurs et aux largeurs du panache du fleuve mesurées durant l'été au lac Laberge (Ball, 1983).

En mars 1983, on a mesuré 15 profils combinés de courant et de température à travers une couche de glace de 60 à 100 cm d'épaisseur à l'extrémité sud du lac Laberge aux sites indiqués à la figure 2.

Avant de présenter les résultats de l'étude sur le terrain, la prochaine section expose les tests d'étalonnage et les méthodes employées sur le terrain.

Courantomètre

Étalonnages

Tous les étalonnages ont été réalisés à l'aide de la voiture de remorquage des services nationaux d'étalonnage avec une précision de plusieurs pourcents par rapport à la vitesse réelle de remorquage. Au cours d'un test préliminaire avec un instrument fabriqué par la firme Neil Brown et emprunté à l'université McMaster, les structures de soutien du miroir acoustique ont causé une distorsion considérable du courant quand la vitesse était inférieure à 5 cm/s. Le modèle acheté avait des structures de soutien dont les sections avaient des aires approximativement deux fois plus petites. Ces tests avaient pour but d'observer la réponse du courantomètre à basse vitesse, la distorsion du courant causée par les supports et la stabilité de l'écart de vitesse par rapport à l'origine pour chacun des deux axes.

Chaque procédure d'étalonnage consistait en l'enregistrement sur ruban magnétique de 80 à 150 lectures prises à des intervalles de 0.5 s. Une fois les lectures erronées sont rejetées, les moyennes et les écarts types sont calculés à partir des données retenues. Les étalonnages ont

eu lieu avant et après le travail sur le terrain. À chaque fois, il faut laisser reposer les installations d'étalonnage durant toute une fin de semaine et procéder à l'étalonnage en passant progressivement des basses vitesses aux hautes vitesses.

Étalonnages après expérimentation sur le terrain

Les résultats de cet étalonnage à des vitesses de remorquage de 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 et 5.0 cm/s sont représentés à la figure 3. Il en ressort les caractéristiques suivantes :

1. Les supports ne semblent pas créer d'obstruction quand l'angle du courant est de 0, 90, 180 et 270°.

2. Il y a un écart constant par rapport à l'origine de seulement 1.25 cm/s sur le canal Y.

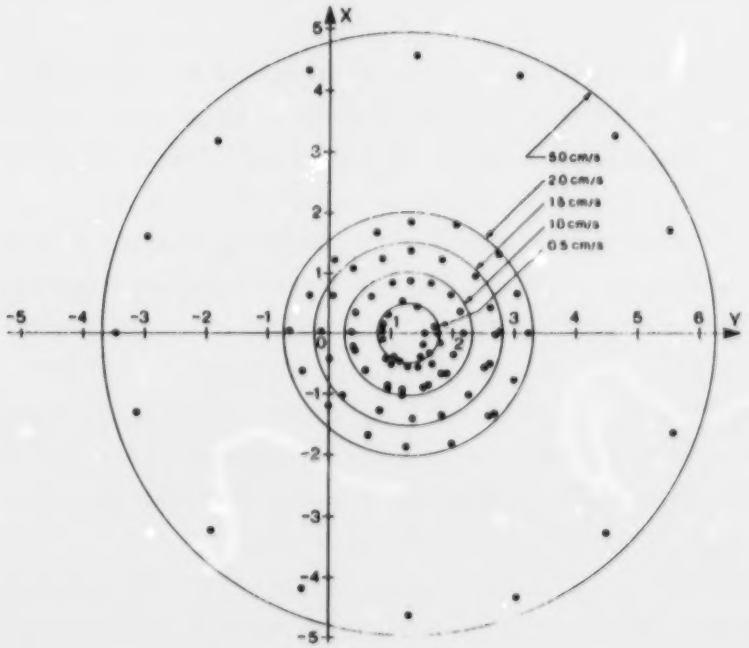


Figure 3. Étalonnages du courantomètre acoustique à lecture directe du réservoir remorqué avant utilisation sur le terrain réalisés le 25 janvier 1983. Les lignes continues représentent les valeurs nominales relativement à l'écart expérimental par rapport au zéro (cm/s).

3. Les vitesses mesurées sont proches des valeurs réelles : elles correspondent de façon régulière à 93 % des valeurs réelles.

4. Les lectures pour une même vitesse se situent dans un intervalle de ± 1 mm/s sauf quand la vitesse est de 0.5 cm/s.

5. Les écarts types (non représentés sur les figures) sont inférieurs à 1 mm/s quand la vitesse est inférieure ou égale à 2 cm/s et sont inférieurs à 1.5 mm/s quand la vitesse est de 5 cm/s.

Étalonnages avant expérimentation sur le terrain

Les résultats de cet étalonnage à des vitesses de remorquage de 1.0, 2.0, 2.5 et 5 cm/s sont représentés à la figure 4. Il en ressort les caractéristiques suivantes :

1. Les écarts des vitesses par rapport à l'origine ont changé sur les deux canaux par rapport aux étalonnages effectuées avant expérimentation sur le terrain malgré l'installation d'un nouvel ensemble de lecteurs de vitesse dans le canal X suivie d'un ajustement du zéro dans un bassin d'essai de 1 m^3 avant l'expérimentation sur le terrain. L'écart pour le canal Y est de 1.6 cm/s et pour l'axe des X, 0.25 cm/s.

2. Les vitesses mesurés correspondaient à 93 % des valeurs réelles dans le cas des vitesses de 5.0 cm/s et 2.5 cm/s, comme dans le cas de l'étalonnage avant expérimentation sur le terrain, mais correspondaient à 100 % aux valeurs réelles à une vitesse de 2.0 cm/s et seulement à 60 % des valeurs réelles à une vitesse de 1 cm/s. Cette non linéarité observée à basse vitesse reste inexpliquée.

3. En général, les écarts types relatifs aux vitesses mesurées étaient un peu plus grands que lors de l'étalonnage avant expérimentation sur le terrain et variaient habituellement entre 0.1 cm/s et 0.2 cm/s.

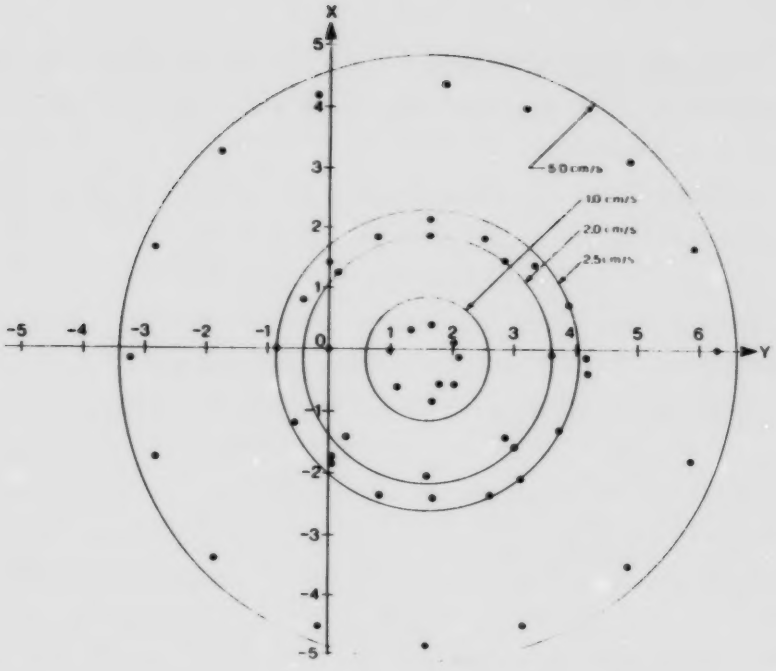


Figure 4. Étalonnages du courantomètre acoustique à lecture directe du réservoir remorqué après utilisation sur le terrain réalisés le 31 mars 1983. Les lignes continues représentent les valeurs nominales relativement à l'écart expérimental par rapport au zéro (cm/s).

Utilisation sur le terrain

Le courantomètre acoustique à lecture directe était descendu manuellement à travers un trou creusé dans la glace à l'aide d'une foreuse et les données étaient enregistrées simultanément à la surface sur ruban magnétique et visionnées à l'aide d'un appareil à affichage numérique. Avant chaque profil, les transducteurs acoustiques du courantomètre ont été trempés dans un liquide tensio-actif pour enlever les bulles puis placés à une certaine profondeur pour enlever toute trace de glace. Le courantomètre était descendu par étape et à chaque arrêt, on lui faisait faire une rotation de façon à obtenir des données in situ de la valeur de l'écart par rapport à l'origine sur chacun des axes. La plupart du temps, le support logistique était assuré par des motoneiges. Quand nous travaillions dans la moitié septentrionale du lac, un avion léger était requis. À certaines stations, des profils de température et de conductivité ont été réalisés à l'aide d'un appareillage léger. Quinze profils de courant ont été réalisés entre le 3 et le 10 mars, date

à laquelle le courantomètre a fait défaut suite aux bris du câble original et du câble de secours. À partir de ce moment, 9 profils additionnels ont été réalisés à l'aide de l'appareil servant à mesurer la température et la conductivité.

Analyse des données

E.C. Carmack a corrigé et rapporté à des profondeurs normalisées les profils mesurés avec la sonde de température et de conductivité tel que décrit dans Carmack et coll. (1986). Les données de terrain recueillies sur cassettes par le courantomètre acoustique à lecture directe ont d'abord été transférées sur des bandes magnétiques ordinaires de un demi-pouce puis converties en termes de courants, de températures et de profondeurs conformément aux courbes d'étalonnage obtenues en bassin de remorquage après le travail sur le terrain (figure 4). Chaque profil consiste habituellement en une série d'environ 500 lectures d'une durée d'une demi-seconde s'étalant à des intervalles réguliers sur une profondeur de 42 m, longueur maximale du câble. Ces lectures individuelles ont d'abord été examinées par un système automatisé puis manuellement de façon à repérer et à rejeter les lectures nettement erronées. Les profils qui ont été réalisés juste avant le bris du câble contiennent un grand nombre de lectures erronées. Il a fallu ensuite déterminer, dans les données prises à chaque profondeur, les écarts par rapport à l'origine apparaissant sur les axes après l'étalonnage et l'inscription des données. Ces écarts ont été retirés des axes. Enfin, les composantes des courants ont été représentées suivant les coordonnées géographiques. La variation des données recueillies aux différentes profondeurs avant élimination des écarts par rapport à l'origine était d'environ ± 1 cm/s entre les profils. D'après les tracés des courants, obtenus à l'aide d'un traceur automatique, et d'après les vitesses et les directions, le courant serait réparti de façon irrégulière. Afin de réduire l'irrégularité apparente des profils de vitesse, il a fallu adoucir les données des profils et prendre seulement 10 profondeurs d'échantillonnage pour calculer les moyennes et utiliser les valeurs moyennes du courant à chaque profondeur. Dans presque tous les cas, les

profils adoucis ont encore montré des résultats discordants. Il en a été conclu que le champ de courant en hiver a généralement une vitesse inférieure à 2 cm/s, valeur qui semble être le seuil de détection du courantomètre acoustique sur le terrain en dépit du fait qu'en laboratoire, les résultats obtenus sont satisfaisants à plusieurs reprises à la vitesse de 0.5 cm/s après avoir pris en compte les écarts par rapport à l'origine.

Les profils des composantes nord et est du courant à la station 9, environ 100 m au nord de l'entrée du lac, et qui sont tracés à la figure 5, constituent probablement la seule prise de données fiables.

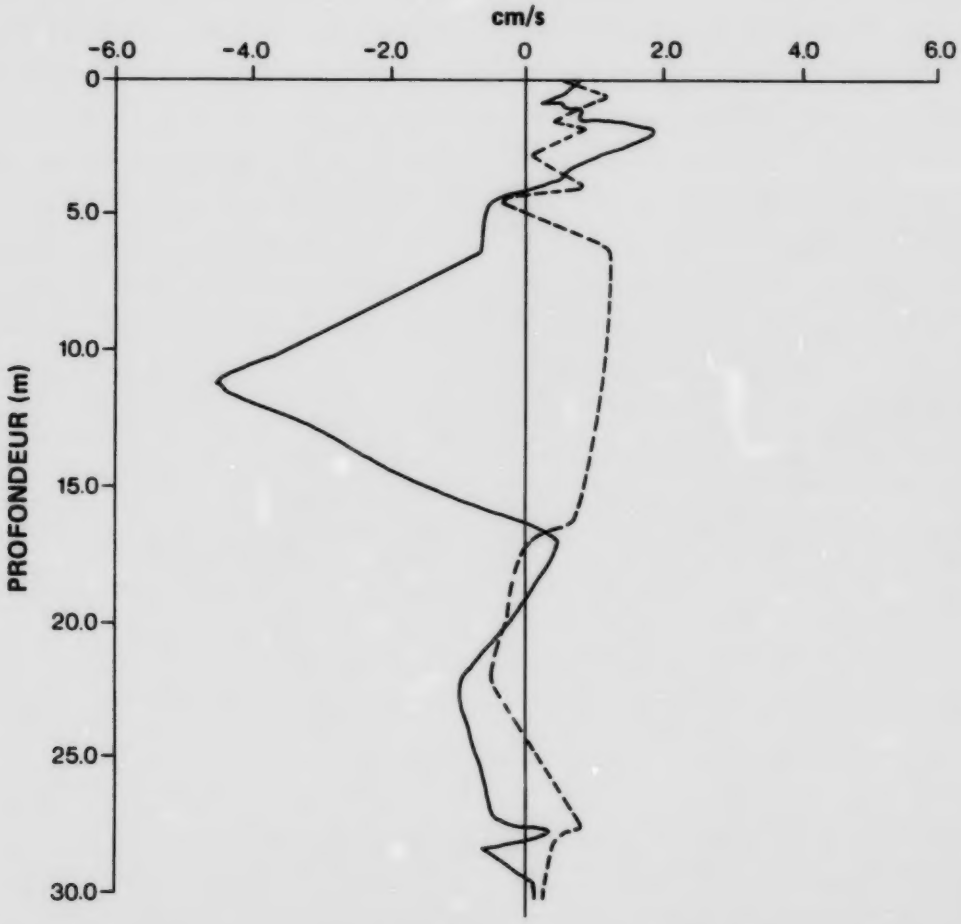


Figure 5. Composante est de l'écoulement (ligne en tirets) et composante nord de l'écoulement (ligne continue) à la station 9, le 8 mars 1983.

Tel que prévu, il y a, près de la surface, une composante orientée vers le nord sous laquelle circule un contre-courant étonnamment fort qui semble être un courant d'entraînement.

Sur la section transversale de température de l'extrémité nord du lac Laberge, représentée à la figure 6, on peut voir que l'eau du côté de la rive ouest est généralement plus chaude dans les 10 premiers mètres de la colonne d'eau. Il faut s'attendre à ce que les isothermes présentent, pour équilibrer le courant qui s'écoule vers le nord, une telle pente. Par contre, la figure 7, où est représentée une section réalisée à partir des profils de courant dans la partie sud du lac et qui est malheureusement incomplète, porte à croire en l'existence d'un courant circulant vers le sud à une profondeur de 20 m, à partir de l'isotherme incliné de 1° C. La section de température (figure 8) effectuée suivant l'axe nord-sud du lac et construite à partir d'une combinaison de données de température provenant des sondes de conductivité et du courant, laisse entendre qu'il y aurait une zone de mélange des eaux s'étendant sur 5 km à partir du confluent, région où il y a formation d'une mince couche d'eau froide qui recouvre un thermocline peu profond à une profondeur d'environ 10 m. On peut aussi noter le fait que c'est l'eau plus chaude qui se déverse dans l'émissaire, ce qui s'explique par le phénomène du soutirage sélectif des eaux. En-dessous du niveau de soutirage, l'isotherme de 1.2 °C est incurvé vers le bas au niveau de la sortie, ce que confirme l'existence d'une plongée d'eau causée probablement par un faible courant de retour sous le courant de surface. Ce faible courant de retour pourrait circuler vers le sud jusqu'à l'entrée du lac et être responsable de la remontée des isothermes observée à cet endroit. Aussi, les lectures de courant apparaissant à la figure 5 indiquant l'existence d'un courant apparemment faible circulant vers le sud pourraient se rapporter à ce courant de retour. Carmack et coll. (1987) ont déjà présenté trois autres coupes de température qui comportent aussi les caractéristiques principales de la coupe représentée à la figure 8.

Enfin, les mesures de l'épaisseur de la glace prises au cours de cette étude sont présentées à la figure 9. La glace la plus épaisse se

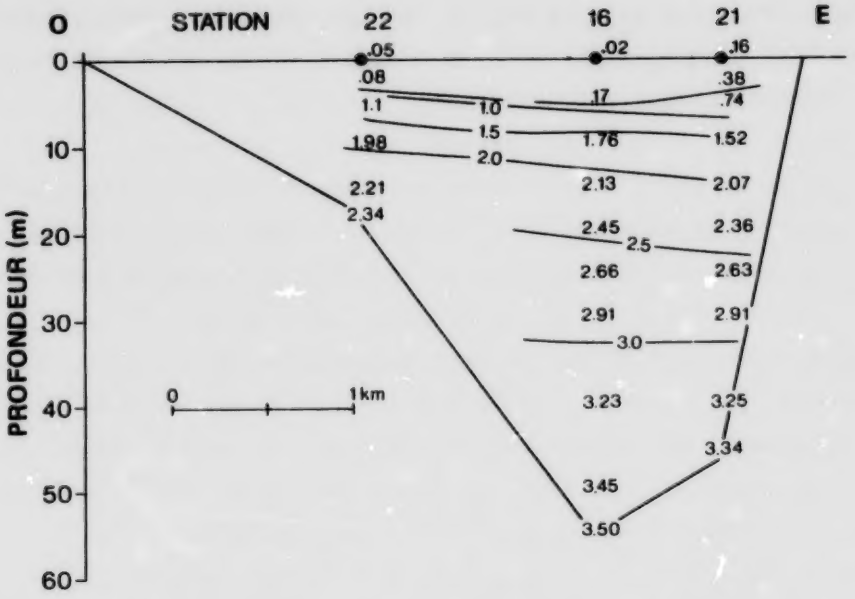


Figure 6. Distribution transversale de la température à l'extrémité nord du lac Laberge, le 11 mars 1983 (°C).

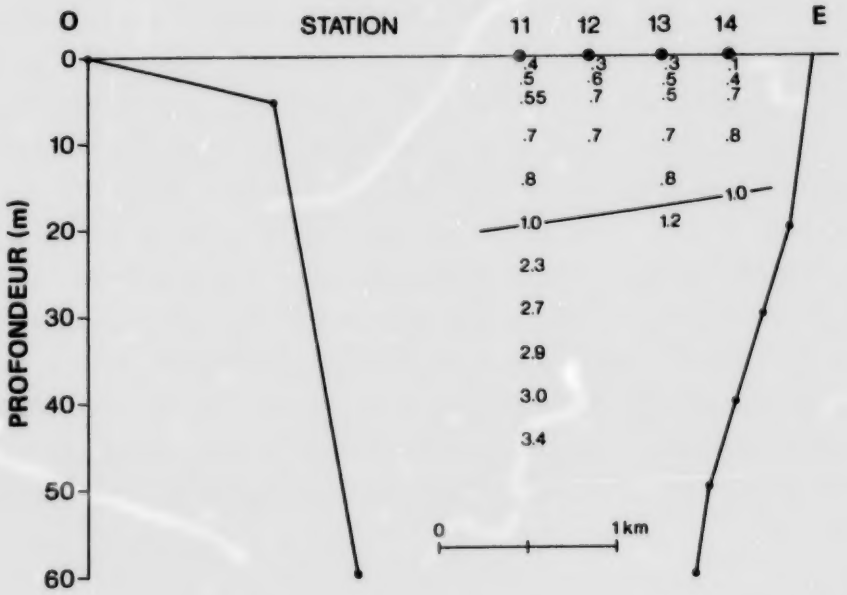


Figure 7. Section transversale de température à l'extrémité sud du lac Laberge, le 9 mars 1983 (°C).

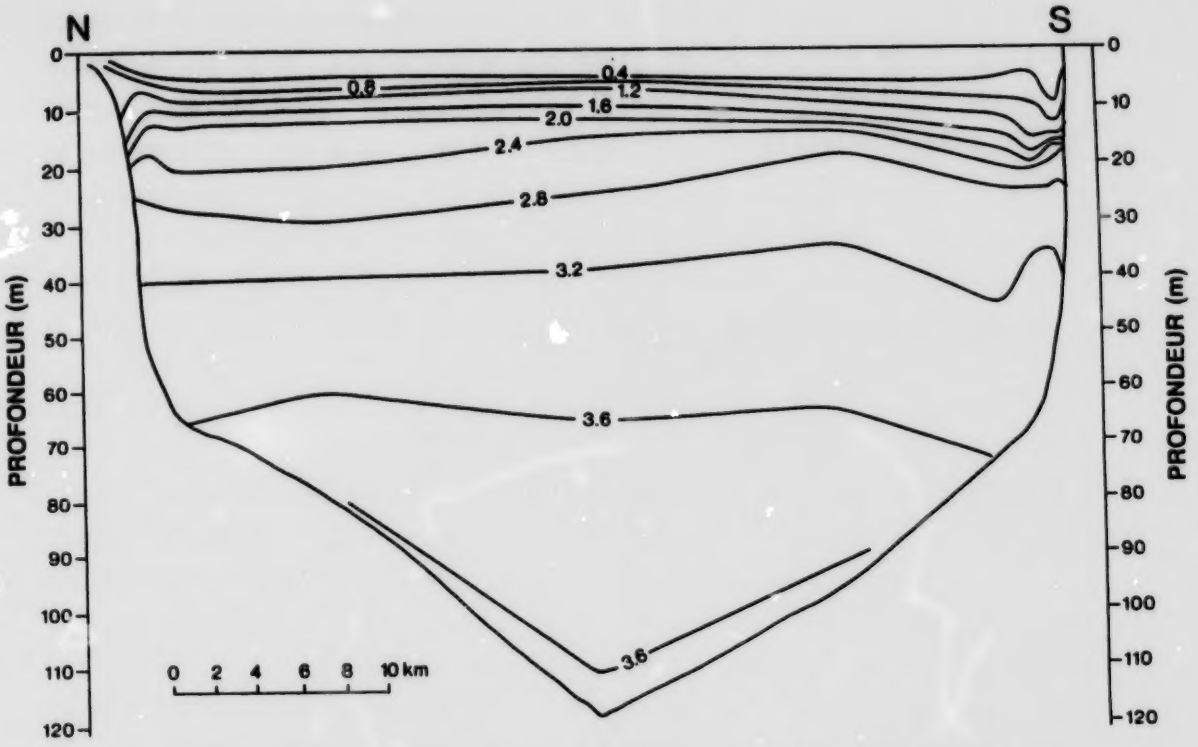


Figure 8. Section longitudinale de température au lac Laberge, du 8 au 11 mars 1983 (°C).

trouve dans la baie peu profonde située du côté ouest du lac tandis que la glace la plus mince se trouve au niveau de l'entrée et près de la sortie. Contrairement à ce que l'on observe dans certains lacs nordiques (Stingebrandt, 1978), dans lesquels le courant entrant dans le lac se concentre du côté est, il ne semble pas y avoir de région où la couche de glace est mince le long de la rive est. Les épaisseurs de glace observées laissent entendre que le courant traversant le lac est bien réparti dans le lac.

Le 6 mars, à la station 4, on a descendu à travers la glace un radiomètre à ondes courtes à une profondeur de .8 m sous l'interface glace-eau. L'albédo de la neige était de 0.77 à midi, la couche de neige avait une épaisseur de 21 cm et son coefficient d'extinction était de 10 m^{-1}, celui de la couche de glace, d'une épaisseur de 55 cm, était de 1.8 m^{-1}, et celui de l'eau était de 0.4 m^{-1}. On a mesuré les mêmes

paramètres le 8 mars à la station 10 à 11 h 15, heure locale. L'albédo était alors de 0.85 et les coefficients d'extinction de la neige, de la glace et de l'eau étaient respectivement de 5.2 m^{-1}, 2.2 m^{-1} et 0.3 m^{-1}. Des valeurs similaires ont été rapportées par le passé. Patterson et

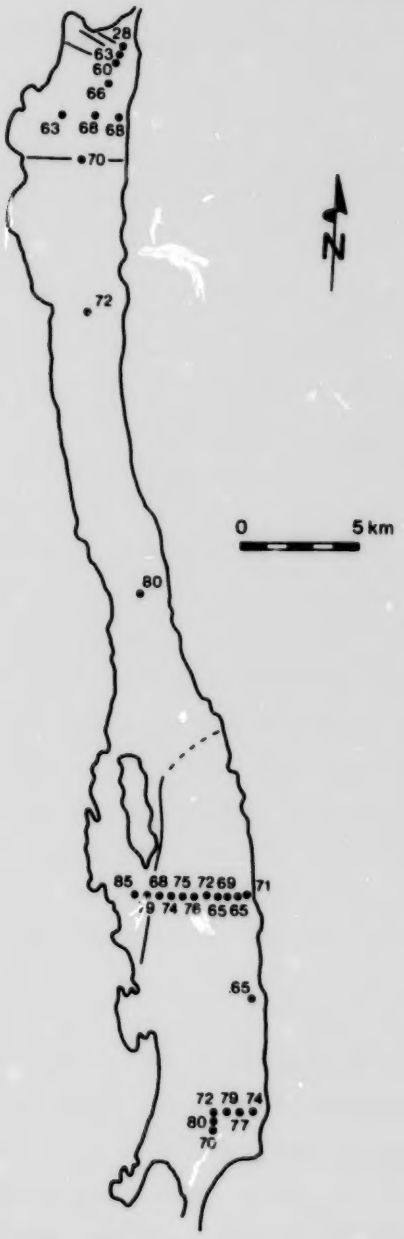


Figure 9. Épaisseur de la glace (cm) au lac Laberge, du 3 au 11 mars 1983.

Hamolin (1988) ont obtenu un albédo de neige fraîche de 0.85 et des coefficients d'extinction de 6 m^{-1} et de 1.5 m^{-1} pour la neige et la glace respectivement tandis que Carmack et coll. (1987) ont obtenu un albédo hivernal moyen de 0.75. Le coefficient d'extinction de l'eau sous la glace est comparable aux valeurs obtenues durant l'été, de 0.2 à 3.6 m^{-1}, calculées à partir de la turbidité et des données prises avec un disque de Secchi (Ball, 1983). Ces données sont nécessaires à l'élaboration d'un modèle thermodynamique des lacs couverts de glace.

Conclusions

Les observations ont montré que le courant fluvial n'est pas concentré et que les vitesses des courants circulant sous la glace étaient trop basses pour être mesurées avec le courantomètre acoustique utilisé pour dresser les profils, appareil dont le seuil de détection sur le terrain est de plusieurs centimètres par seconde. Il a fallu plutôt faire une description qualitative de l'écoulement hivernal de l'eau dans le lac à partir des données de température en considérant que, dans le plan longitudinal, les isothermes correspondent aux lignes de courant et que, dans le plan transversal, l'équation de vent thermique s'applique. Il ressort de cette description que l'écoulement de l'eau est réparti uniformément dans le lac dans les 10 premiers mètres de la colonne d'eau. Ainsi, la vitesse moyenne de l'écoulement serait de 0.4 cm/s. Les mesures de courant n'étant pas suffisamment fiables, il n'était pas possible de déterminer le coefficient de transfert de chaleur sensible. Il faut recommander la prise de nouvelles mesures de courant sur le terrain à l'aide d un autre système et la mise en oeuvre des études de modélisation numérique de la dynamique du courant fluvial traversant le lac.

DEUXIÈME PARTIE : ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE À LA SORTIE DES LACS MARSH ET TAGISH, MARS 1985

Équipement sur le terrain

L'étude effectué au lac Laberge en 1983 a révélé les limites du courantomètre conventionnel quand le courant est faible et dans les conditions difficiles qui caractérisent les lacs couverts de glace. C'est pourquoi dans l'étude de 1985 des lacs Marsh et Tagish, il a été décidé de mettre au point un modèle de drogue récupérable pouvant être utilisé sous la glace et dont on peut suivre la trajectoire. Cette drogue était constituée d'une voile carrée d'une surface de 10 m^2 faite de tissu en dacron de spinnaker et lestée avec une tige de métal pesant 18 kg fixée le long de son bord inférieur. Il s'agit en fait d'une sorte de store qui était fixé à une structure cylindrique flottant sous la glace et lestée de façon à lui donner une flottabilité positive de 10 à 30 g. De cette manière, la résistance horizontale de la boule de polystyrène située à la partie supérieure du flotteur et qui se trouvait en contact avec la glace devait être de l'ordre de plusieurs grammes seulement. Des transmetteurs fixés aux flotteurs permettaient de suivre la trajectoire des drogues à l'aide d'un système de radio-détection. Les drogues pouvaient être mises à l'eau et récupérées à travers un trou de 20 cm de diamètre percé avec une foreuse. Pour récupérer les drogues, un périscope muni d'une lumière et fixé à une structure faite d'un serpentin et d'un crochet de plombier de même qu'une corde fixée au lest permettant de plier la voile sur place se sont avérés très utiles. Avant de lâcher les drogues, il était nécessaire de les laisser tremper durant 245 h pour chasser l'air emprisonné dans les coutures. L'annexe A donne des détails supplémentaires concernant les calculs effectués pour mettre au point ce modèle de drogue et concernant les tests de laboratoire visant à évaluer le comportement de cette drogue.

L'utilisation dans des lacs d'un courantomètre mécanique conventionnel conçu pour des études en rivières constitue une autre particularité originale de cette étude. Le moulinet Price a pu être utilisé dans les zones très peu profondes près de la sortie des lacs

puisque la vitesse du courant près de l'effluent était souvent supérieure à 2.5 à 3 cm/s, seuil de détection de l'appareil, et parce que l'eau y était suffisamment claire pour permettre d'observer visuellement la direction du courant à l'aide d'un indicateur de direction du courant fixé au moulinet et ayant une flottabilité neutre. Enfin, des appareils fabriqués par Applied Microsystem permettent d'effectuer des profils de conductivité et de température.

Observations au lac Marsh

La premier essai sur le terrain a été réalisé au lac Marsh parce que ce lac est situé à proximité de la station locale de l'Institut national de recherche sur les eaux et du bureau de la Division des

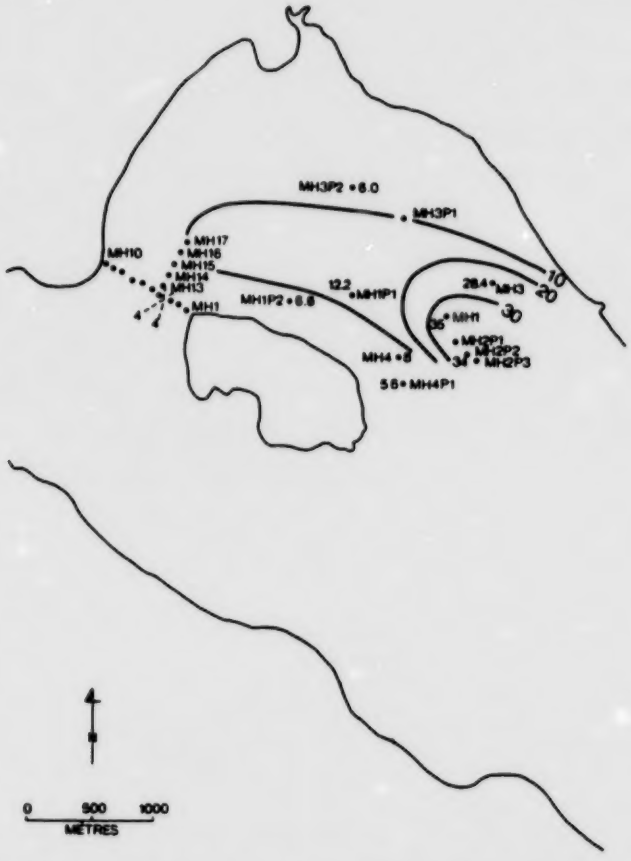


Figure 10. Localisation des stations du lac Marsh et bathymétrie (m) près de la sortie du lac.

relevés hydrologiques du Canada de Whitehorse au Yukon. Il a fait très froid avant et durant la période expérimentale de telle sorte que la polynie située près de la sortie du lac a gelé. Comparativement aux lacs Laberge et Tagish, la géométrie et la bathymétrie du lac Marsh près de sa sortie sont complexes, comme l'indique la figure 10. Le profil bathymétrique réalisé semble indiquer la présence d'un canal profond le long de la rive est et qui traverse la lac vers l'autre rive le long de la partie nord de l'île. À l'extrémité nord-ouest de l'île, le passage du courant sortant a une profondeur maximale de seulement 4 m dans la zone située plus près de l'île que de la terre ferme.

Les trajectoires des drogues dans le lac Marsh sont indiquées à la figure 11. Les drogues ont toutes été lâchées, sauf dans un cas, à

Figure 11. Trajectoires des drogues au lac Marsh, du 26 février au 5 mars 1985. Toutes les drogues ont été lâchées à une profondeur de 6 m sauf indication contraire.

une profondeur de 6 m. La taille de la drogue, des flotteurs et des brides ne permettaient malheureusement pas de lâcher les drogues plus près de la glace. Il est à noter que le courant agissant sur les drogues correspond à une moyenne des variations du courant dans l'intervalle allant de 4.3 à 7.6 m de profondeur. D'après les trajectoires des drogues, le courant était plus ou moins parallèle aux isobathes et circulait dans la direction de l'exutoire dans la moitié est du lac tandis qu'il circulait en sens inverse dans la moitié ouest. Un contre-courant a aussi été observé au centre du lac à une profondeur de 10 m. Toutes les drogues, sauf celles qui ont été lâchées à une profondeur de 10 m, se sont échouées après un jour ou deux. Ainsi, les

Figure 12. Courants du lac Marsh, du 26 février au 5 mars 1985. Dans le passage étroit au nord de l'île, le courant a été mesuré à l'aide d'un courantomètre. À d'autres sites, le courant a été déterminé à l'aide de drogues lâchées à une profondeur moyenne de 6 m sauf indication contraire.

vitesses ne peuvent être calculées avec précision sauf dans le cas des drogues lâchées aux points MH17, MH3 et MH1. La figure 12 combine la vitesse et les directions des drogues lâchées à 6 m et à 10 m de profondeur avec les mesures obtenues avec le moulinet Price. On peut s'apercevoir que la vitesse du courant est bien en deçà du seuil de détection des moulinets excepté dans le passage restreint du courant sortant. Le régime du courant près de la sortie semble être caractérisé par l'existence d'un courant circulant le long du littoral nord-est alimentant le courant sortant qui, quant à lui, est concentré du côté gauche (par rapport à la direction du courant) du passage étroit dans lequel il circule. L'eau du lac entraînée dans le courant fluvial du fleuve Yukon revient dans le lac par un courant circulant le long de la rive ouest et par un contre-courant circulant plus en profondeur.

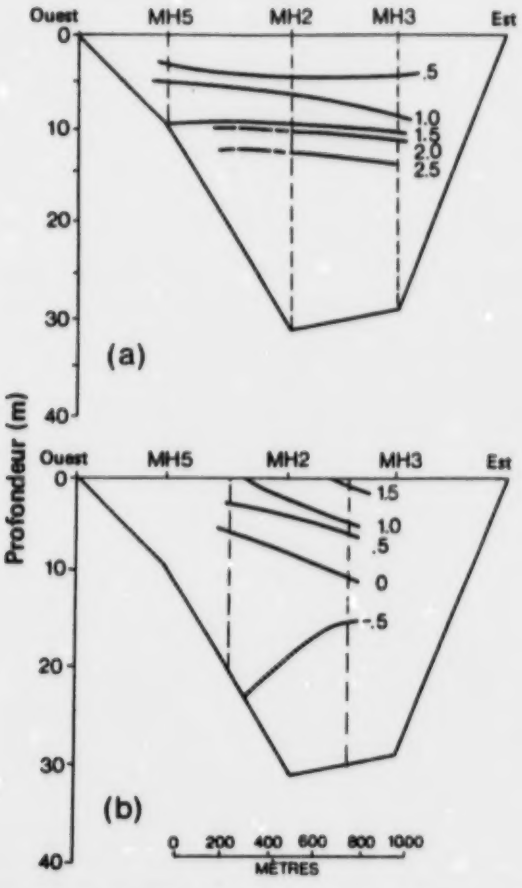


Figure 13. Stations MH5 à MH3 du lac Marsh, le 27 février 1985: a) section de température (°C); b) écoulement vers le nord (cm/s, valeur positive quand l'écoulement est vers le nord).

L'existence d'un courant circulant vers le nord déduite à partir d'une combinaison de données de température et de courant obtenues avec les drogues, données représentées à la figure 13, vient appuyer l'idée selon laquelle le débit sortant serait concentré le long de la rive est de la ligne MH4 à la ligne MH3. Le calcul de la section des vitesses de la figure 13b est fait à partir des gradients de densité transversaux et des isothermes inclinés de la figure 13a grâce à l'équation bien connue de vent thermique et en utilisant les courants obtenus avec les drogues à un ou plusieurs niveaux de façon à obtenir la constante d'intégration nécessaire. L'équation de vent thermique quantifie la tendance qu'a l'eau plus lourde du côté ouest à se glisser sous l'eau plus légère du côté est dans le même moment que cette eau plus lourde est déviée vers le sud sous l'effet de la rotation de la terre tandis que l'eau plus légère est déviée vers le nord.

Observations au lac Tagish

Il s'avérait souhaitable d'étudier la circulation de l'eau dans la région de la sortie du lac dans un lac moins complexe que le lac Marsh. Le lac Tagish a été choisi parce que la glace qui le recouvre ne présente pas de danger et en raison de sa géométrie simple, de sa polynie bien définie et de la proximité d'un lieu d'hébergement permettant d'abriter l'équipe de terrain. Le réseau d'échantillonnage est représenté à la figure 14. Un plus grand nombre de stations d'échantillonnage a permis de définir un peu mieux la bathymétrie de la région de la sortie du lac Tagish (figure 15) par rapport à celle du lac Marsh. Le lac Tagish a aussi un canal profond qui traverse le lac à partir de son centre jusqu'au littoral ouest et dans lequel circule le courant sortant.

Les drogues de la ligne 1-8 n'ont pas pu être lâchées simultanément pour des raisons logistiques. Les trajectoires des trois drogues du premier groupe sont représentées à la figure 16 et celles du deuxième groupe, lâchées deux jours plus tard, à la figure 17. Toutes les drogues ont été lâchées à une profondeur moyenne de 6 m sauf à la station 6 où la drogue a été lâchée à une profondeur intermédiaire de

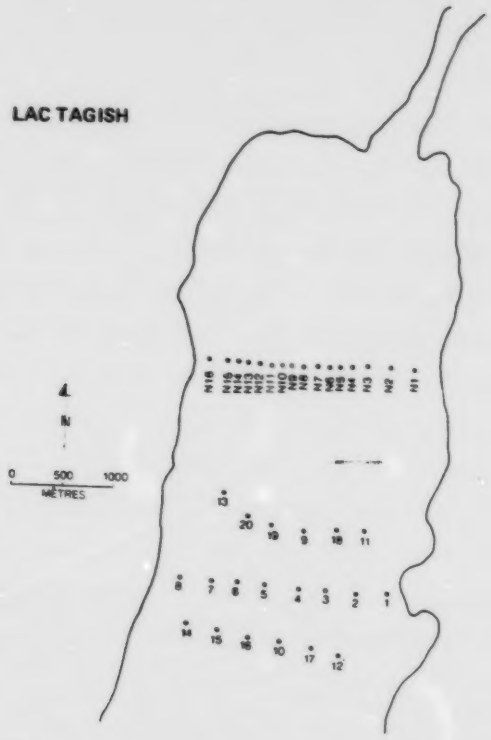


Figure 14. Localisation des stations dans la région du débit sortant du lac Tagish.

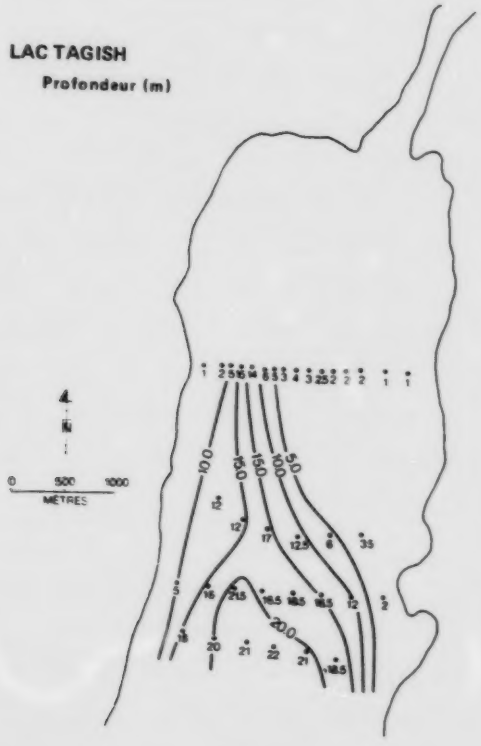


Figure 15. Bathymétrie (m) près de la sortie du lac Tagish.

Figure 16. Trajectoires des drogues, les 10 et 11 mars 1985. Les drogues lâchées à une profondeur de 6 m sont indiquées en ligne continue et la drogue lâchée à une profondeur de 9.6 m est indiquée par la ligne en tirets.

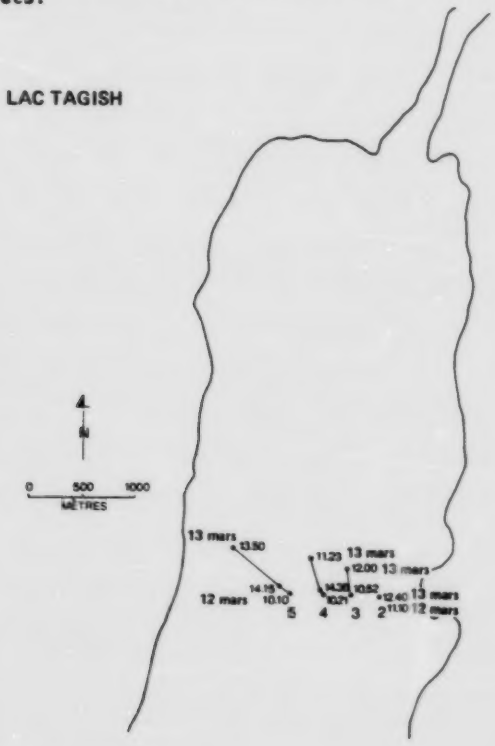


Figure 17. Trajectoires des drogues, les 12 et 13 mars 1985. Toutes les drogues on été lâchées à une profondeur de 6 m.

9.6 m. À la station 6, une drogue lâchée en profondeur est remontée vers le trou fait dans la glace et n'a pu être utilisée.

Les trajectoires des drogues semblent se croiser quand celles-ci étaient lâchées en même temps. Cette situation particulière doit être examinée plus à fond pour comprendre que la circulation de l'eau dans cette région est très instable ou que les drogues ne suivent pas de façon fidèle les lignes de courant. Cette dernière explication pourrait être justifiée en partie puisque les drogues avaient tendance à s'échouer dans le lac Marsh. C'est pour cette raison que les drogues sont testées en laboratoire après l'expérimentation sur le terrain. Les résultats de ce test apparaissent à l'annexe A. La stabilité du courant sortant sera examinée dans une section subséquente de ce rapport.

Malgré les incertitudes relatives au comportement des drogues, la composante perpendiculaire à la ligne 1–8 des vitesses des drogues a servi comme valeur de référence du courant pour l'application de l'équation de vent thermique suivant la section transversale. Puisqu'il y a beaucoup plus de données de température et de courant dans le lac Tagish que dans le lac Marsh, il est pertinent, dans le cas du lac Tagish, de calculer le transport total et de le comparer au débit du fleuve. Les courants de référence circulant à 6 m de profondeur ont été corrigés légèrement à la hausse par rapport aux valeurs observées de façon à ce que le transport de l'eau perpendiculairement au plan transversal corresponde exactement au débit hivernal de 140 m^3/s du fleuve Yukon, même si les courants de référence observés donnaient déjà une valeur de débit assez exacte. L'inclinaison prononcée des isothermes représentée à la figure 18a s'explique par la présence d'un courant très concentré circulant vers le nord entre le centre et le côté ouest du lac entre les stations 5 et 6 et à une profondeur de 3 m. Il y a des courants faibles circulant vers le nord du côté est du lac et un courant de retour lent dans les derniers 5 m de la colonne d'eau du côté ouest.

Même s'il n'y a pas de données fournies par des drogues sur les lignes transverses de chaque côté de la ligne 1–8 et malgré que la structure de densité est encore plus mal définie, la méthode du vent

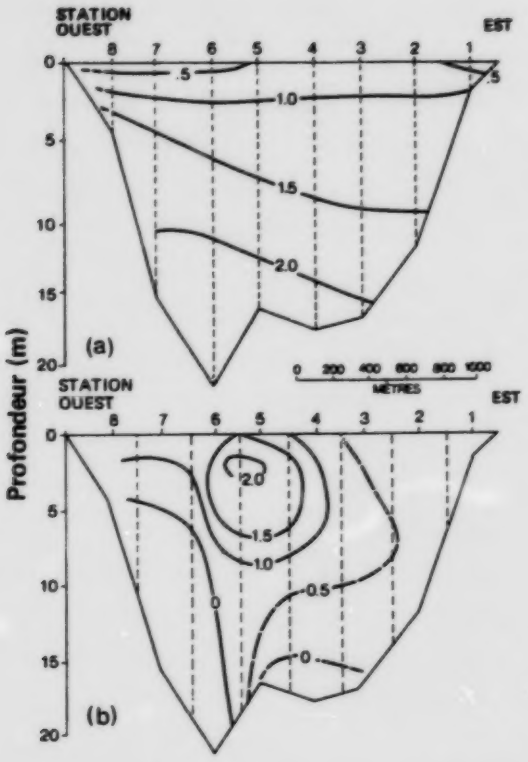


Figure 18. Stations de la ligne 1-8 du lac Marsh, le 6 mars 1985: a) section de température, (°C); b) écoulement vers le nord (cm/s).

thermique est appliquée en utilisant les mêmes valeurs nominales pour les vitesses de référence et en considérant que le transport total est égal au débit du fleuve. C'est peut-être cela qui explique pourquoi on retrouve à peu près la même structure en ce qui a trait aux courants circulant vers le nord (figures 19 et 20). La principale différence est que le courant de retour s'affaiblit plus près de l'exutoire de telle sorte qu'à la ligne 13–11, il ne semble pas y avoir de courant circulant vers le sud.

D'autre part, la température du lac Tagish près de la surface est plus élevée que celle du lac Marsh, ce qui constitue une autre caractéristique étonnante des sections de température (figures 18 et 20). Tandis que la température est presque la même à 10 m et même inférieure à une profondeur de 20 m, la température moyenne à 1 m est

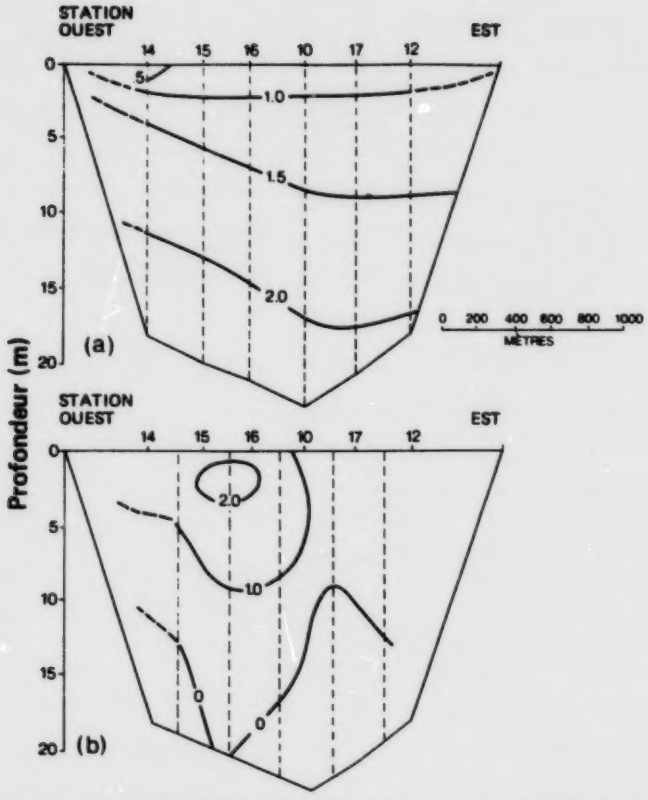


Figure 19. Lac Tagish, le 7 mars 1985, stations 14 à 12: section de température et écoulement vers le nord.

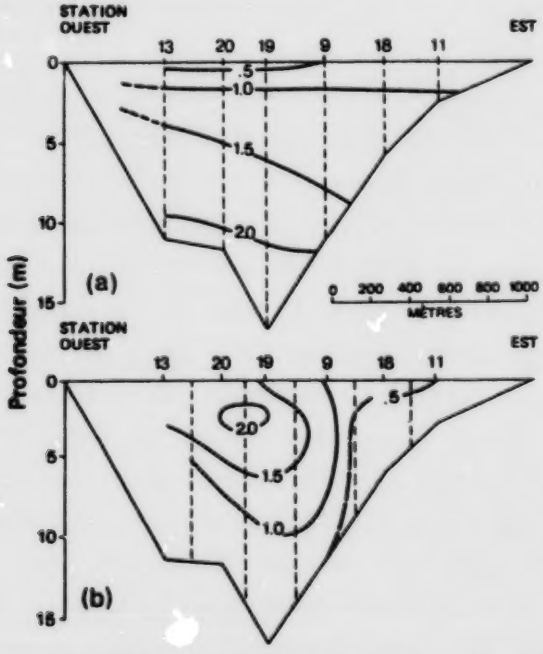


Figure 20. Lac Tagish, le 7 mars 1985, stations 13 à 11: section de température et écoulement vers le nord.

0.8 °C comparée à 0.16 °C dans le lac Marsh. La raison pour laquelle les températures de surface dans le lac Marsh sont basses est inconnue, mais on pense que cela dépendrait du temps de passage relativement court (environ 20 jours) entre l'entrée et la sortie du lac Marsh comparé à celui du lac Tagish qui est beaucoup plus long. Par exemple, si la diffusion tourbillonnaire verticale est de 0.4 cm^2/s, en moyenne, dans les 10 premiers mètres de la colonne d'eau du lac Marsh, il faudrait alors environ 30 jours pour que la chaleur diffuse d'une profondeur de 10 m jusqu'à la surface, période plus longue que le temps de passage des eaux à travers le lac Marsh. Malheureusement, un bris d'instrument n'a pas permis d'obtenir la température de l'eau du tributaire, donnée qui aurait été nécessaire pour faire des calculs plus précis. De toute façon, l'eau près de la surface plus froide dans le lac Marsh est probablement la cause de la disparition de la polynie située près de la sortie du lac durant la période la plus froide de l'hiver. On trouvera une évaluation quantitative de cette assertion dans la section sur le transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace du lac.

Les mesures de courant obtenues avec les drogues à une profondeur de 6 m ont été transformées à l'aide de la méthode du vent thermique de façon à obtenir des valeurs de courant à 1 m de profondeur. Ces valeurs ont été tracées (figure 21) avec les mesures de courant prises avec le moulinet Price le 12 mars 1985 dans les eaux peu profondes près de la bordure de la glace. Les températures prises à une profondeur de 1 m apparaissent aussi avec ces vecteurs de courant à la figure 21. Dans la région la plus profonde, le courant est concentré dans la moitié ouest du lac mais plus près de la polynie, il y a un courant appréciable à une profondeur de 1 m en plusieurs endroits le long des bords peu profonds du canal du côté est du lac. Contrairement à ce qui a été observé au lac Marsh, où la polynie du courant sortant avait récemment gelé à la grandeur, ce qui a eu pour effet d'annuler l'action du vent, l'eau libre du lac Tagish était entièrement exposée à un vent dont la force a été estimée à 60 km/h quand les observations ont été faites. Il est possible que les courants importants circulant à l'extérieur du canal soient causés par les effets transitoires du vent et qu'ils ne soient pas directement liés au courant sortant. En général, la température à une

profondeur de 1 m est plus basse du côté ouest du lac où le courant est le plus fort.

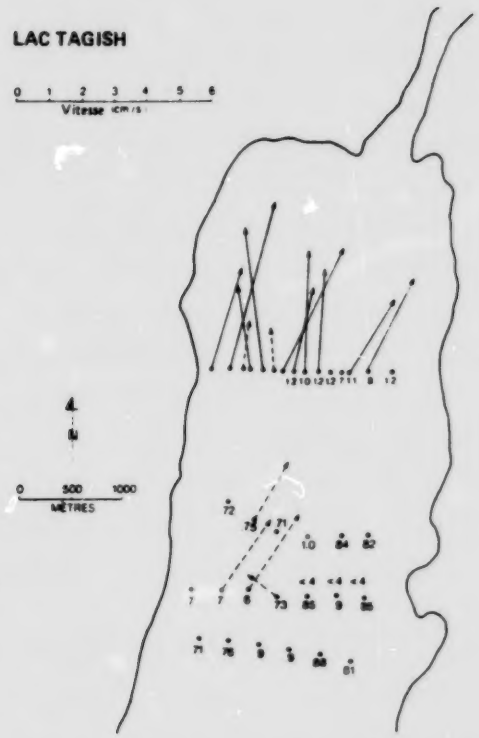


Figure 21. Courant et température à faible profondeur.

Enfin, la figure 22 présente les mesures relatives à l'épaisseur de la glace prises du 6 au 23 mars 1985. On peut voir clairement que l'épaisseur de la glace montre un gradient important dans le plan transversal et que la glace va en s'épaississant dans le plan longitudinal, mais de façon moins prononcée que dans le plan transversal, quand on s'éloigne de l'exutoire. Comme les variations de l'épaisseur de la glace dans l'espace peuvent être vues comme un effet de la distribution de la chaleur et des courants dans le lac, on peut spécifier cette relation à l'aide des deux facteurs suivants : l'inclinaison des isothermes, qui fait en sorte que les eaux plus chaudes se retrouvent dans les couches supérieures le long de la rive ouest, et le courant plus fort qui, dans cette zone, est aussi responsable de l'accroissement du

transport de chaleur turbulent de l'eau vers la glace. Les données recueillies durant l'expérimentation sur le terrain serviront à quantifier ces facteurs et, en particulier, à déduire le coefficient de transfert de chaleur sensible de l'eau vers la glace.

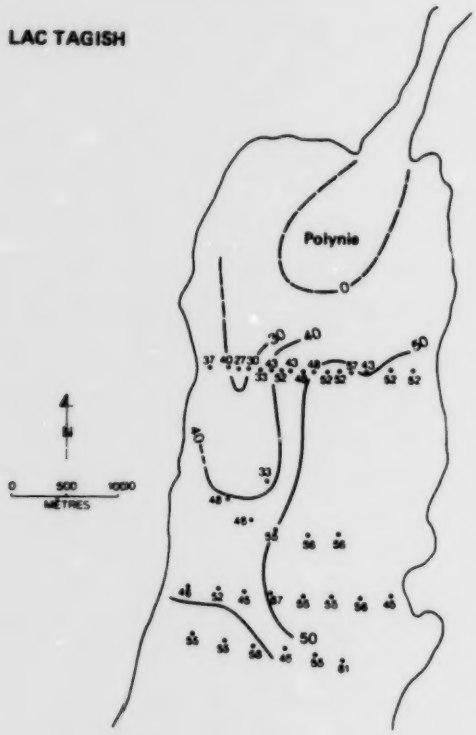


Figure 22. Mesure de l'épaisseur de la glace au lac Tagish, du 6 au 12 mars 1985.

Échelle de longueur de Thorpe

Il a été remarqué, au cours de l'étude de température du lac Marsh, l'existence d'inversions de température prononcées dans les couches d'eau supérieures aux stations MH3, MH1 et MH1P1. Les profils de conductivité ont aussi révélé l'existence de ces inversions. Puisqu'il est peu probable que ces inversions de température soient dus aux instruments de mesure, il s'agit peut-être des phénomènes de renversement induits par les contraintes de cisaillement. La méthode d'analyse décrite par Dillon (1982) peut donc être appliquée à ces inversions. On

a choisi comme exemple parmi les profils, celui de la station MH_3, représenté à la figure 23 puisque les analyses précédentes permettent d'obtenir des estimations du cisaillement dans le plan vertical.

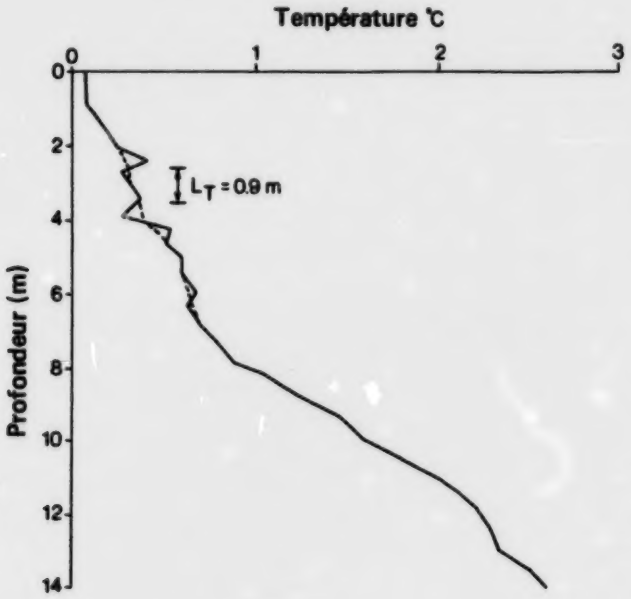


Figure 23. Lac Marsh, le 27 février 1985, station MH3: portion supérieure du profil de température observé (ligne continue) et du profil monotorique (ligne en tirets).

La première étape de cette analyse consiste à reconstruire le profil de température originale grâce à la méthode objective décrite par Papadakis (1981). Ce profil est représenté à la figure 23 en ligne tiretée. Le déplacement vertical de chaque point à partir de sa position originale est déterminé. La moyenne quadratique du déplacement vertical du phénomène d'inversion, connue sous le nom de longueur de Thorpe, ou échelle L_T, est 0.9 m pour le profil réalisé au point MH3. Il a été démontré que l'échelle de longueur d'Ozimidov correspond à 80 % de celle de Thorpe dans la plupart des cas. Ainsi, la diffusion tourbillonnaire verticale k_v peut s'exprimer comme suit :

$$k_v = \text{eff}\ (0.8\ L_T)^2\ N$$

où N est la fréquence de stabilité à la température T apparaissant dans l'expression $N^2 = 1.33 \times 10^{-4}\ (T-4)\ \partial T/\partial Z$, et le gradient vertical de

température est exprimé en degrés celsius par mètre. Si l'on considère que le rendement de la conversion de l'énergie cinétique turbulente en énergie potentielle, eff, est de 5 % (Fischer et coll. 1979), alors, suivant le N de 7.1×10^{-3} s^{-1} observé, la diffusion tourbillonnaire verticale est de 1.8 cm^2/s. À la lumière des calculs précédents, cette estimation devrait constituer la limite supérieure de la diffusion tourbillonnaire verticale dans le lac Marsh.

Le nombre de gradient de Richardson relatif à ce phénomène peut être estimé grossièrement à 3 à partir de l'équation de vent thermique et de la fréquence de stabilité. Bien que cette valeur soit trop élevée pour expliquer cette inversion, on doit avoir à l'esprit que le cisaillement déterminé par la force géostrophique sur une distance de 500 m est probablement bien inférieur au cisaillement réel local. Il est à remarquer que les trois inversions ont eu lieu dans la moitié est du lac où le cisaillement vertical est probablement le plus important. Des inversions similaires ont été observées dans la région du tributaire du lac Laberge par Carmack et coll. (1987).

Stabilité de l'écoulement hydrique à la sortie du lac

Une explication possible de la variation du sens de l'écoulement du courant sortant du lac Tagish (figures 16 et 17) est que le courant sortant concentré est instable et fait donc des méandres d'un côté à l'autre du lac. Cela peut sembler physiquement impossible étant donné l'orientation des rives qui devraient diriger le courant en ligne droite. Pour examiner plus avant cette hypothèse, il a fallu évaluer une équation relative à l'instabilité d'un courant avec cisaillement dans un canal de profondeur constante dans lequel la masse d'eau est stratifiée et subit une rotation (la rotation de la terre par exemple) tout en prenant en considération la géométrie approximative et la stratification du lac Tagish. D'après le modèle de Eady signalé par Leblond et Mysak (1978), des perturbations de longueur d'onde λ ou encore plus importantes sont possibles dans des canaux de largeur l, si

$$\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 > \frac{1}{\frac{5.8}{r^2} - \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2}$$

où r est le rayon de déformation de Rossby qui dans le cas de la région de la sortie du lac Tagish est de 0.8 km. Si la largeur du canal est égale à la largeur au niveau de la ligne 1-8 au milieu de la colonne d'eau, largeur qui à cet endroit est de 1.6 km, alors les perturbations ayant des longueurs d'onde de 2.7 km et plus seraient instables, situation possible dans le lac Tagish. Il est à noter que le mode de la section du canal, n, doit être égale à 1, ce qui veut dire que les modes de valeur supérieure sont toujours stables. De plus, il s'avère intéressant d'évaluer la périodicité de cette perturbation. D'après le modèle de Eady, la perturbation se propage à une vitesse égale à la moitié de la vitesse moyenne. Si l'on considère que la vitesse moyenne au niveau de la station 1-8 est de 1 cm/s, la période de l'onde devrait être de 6.25 jours. Ainsi, la période de deux jours qui s'est écoulée entre les expérimentations faites avec les drogues, représentées aux figures 16 et 17, serait presque assez longue pour que le courant ait eu le temps de passer, par exemple, d'un maximum à un minimum de l'onde. Étant donné que la théorie de la stabilité barocline est extrêmement approximative, la seule conclusion que l'on peut tirer de cette analyse est que les observations sont en accord avec la théorie mais il ne peut être prouvé de façon absolument sûre que la variation apparente des trajectoires des drogues est due à l'instabilité du courant près de la sortie.

Il s'avère aussi intéressant de vérifier s'il y a instabilité barocline dans la région de l'exutoire du lac Marsh. Dans le lac Marsh, les eaux du tributaire ne se mélangent pas autant avec les couches profondes que dans le lac Tagish. Ainsi, un modèle prenant en compte deux couches d'eau donnera une meilleure approximation de la structure thermique. En s'inspirant de la Figure 13, on a choisi les couches situées à 10 m et 20 m de profondeur dont les températures moyennes sont de 0.75 °C et 2.5 °C respectivement. La largeur, l, a été choisi au niveau du thermocline, largeur qui à cette profondeur est de 1300 m. L'équation d'instabilité donnée par LeBlond et Mysak (1978) est :

$$(2\pi/\lambda)^2 > (1/r)^2 - (n\pi/l)^2$$

où r est le rayon de déformation de Rossby pour deux couches d'eau. Puisque λ^2 est négatif même pour le premier mode, il semble que le courant sortant du lac Marsh est stable.

On interprète le comportement quelque peu irrégulier des drogues en ce qui a trait à leurs trajectoires en fonction de l'instabilité barocline. Les expériences de laboratoire récentes de Monismith et Maxworthy (1988) ont démontré que de gros remous se forment près de la sortie à un stade postérieur du soutirage transitoire dans une boîte stratifiée subissant une rotation. Dans leur expérience, la surface libre descend, ce qui n'est pas analogue à la situation existant dans un lac.

Transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace du lac

Analyse

Les déplacements dans les couches limites turbulentes sont souvent représentés, pour fins de calcul, par des équations globales de transport. Par analogie avec la couche limite atmosphérique où les flux sont paramétrés normalement en fonction des quantités moyennes mesurées à une hauteur de 10 m au-dessus à l'interface, les quantités seront déterminées à une profondeur de 1 m en-dessous de l'interface dans le cas de la glace. Puisque la contrainte est continue de part en part de l'interface air-eau, comme l'épaisseur de la couche limite est proportionnelle à la vitesse de frottement, la hauteur dans l'eau est de l'ordre de $\sqrt{\rho_{air}/\rho_{eau}}$ de la hauteur de la couche limite atmosphérique. Suivant ce raisonnement, la hauteur ne serait que de 30 cm mais on a plutôt choisi une hauteur de 1 m pour des raisons pratiques.

Le flux de chaleur sensible, H, dans une couche limite atmosphérique turbulente est donné par

$$H = \rho\ C_s\ C_p\ \Delta T\ U \qquad (1)$$

où ρ est la densité, Cp, la capacité calorifique, ΔT and U représentent la différence de température entre l'air et l'eau et la vitesse du courant d'air évalué à une hauteur de 10 m, et C_s est le coefficient de transfert de chaleur sensible qui est de 1.5×10^{-3} (Fischer et coll., 1979). Cependant, ces auteurs soulignent que ce coefficient peut varier de 0.8×10^{-3}, dans des conditions très stables, à 1.6×10^{-3} dans des conditions très instables. Gilpin et coll. (1980) ont déjà obtenu en laboratoire un coefficient de transfert de chaleur sensible variant entre 0.6 et 1.0×10^{-3} dépendant des conditions de la glace. Mais, à la connaissance de l'auteur, ces valeurs n'ont jamais été observées sur le terrain avant la mise en oeuvre de cette étude. On a calculé la valeur de C_s convenant à la couche limite turbulente présente sous la glace suivant quatre méthodes indépendantes et à l'aide de la base de données recueillie durant l'étude. On prend pour acquis que le courant près de la glace est suffisamment vigoureux pour créer une couche limite turbulente.

On peut remarquer à la figure 24 que la température à une profondeur de 1 m est constante perpendiculairement au courant sortant. Ainsi, la quantité de chaleur entrant sous l'effet de l'advection horizontale dans un volume de contrôle traversée par l'isotherme de 0.5 °C doit être égale à la quantité de chaleur qui s'échappe. Donc, on peut ne considérer que les transferts de chaleur verticaux. Le flux de diffusion verticale de chaleur est donné par $\rho C_p k_v \, \partial T/\partial Z$ et le flux d'advection par ρC_p WT, où W est la vitesse verticale. Il en découle que

$$C_s = \frac{WT + k_v \frac{\partial T}{\partial Z}}{UT}$$

La valeur de W est ici estimée à 2.4×10^{-3} cm/s à partir de la pente de l'isotherme de 0.75 °C et de la vitesse de la drogue à la station 17 tout en considérant que $U \cdot \nabla T = 0$. Si on utilise la mesure du site 4/11 qui donne une valeur de U de 6 cm/s et si on postule que k_v a une valeur de 1.0 cm^2/s, valeur qui se trouve à l'intérieur des limites établies précédemment, alors $C_s = 1.2 \times 10^{-3}$. L'estimation du flux vertical de chaleur montre que le flux de diffusion est deux fois supérieur au flux

d'advection. La principale lacune de cette méthode réside dans la valeur de k_v qui a été postulée et dans le peu de certitude de la valeur de W.

Dans la deuxième méthode de calcul, le volume d'eau compris entre la surface et le fond du lac aux stations 14 et 4/11 (figure 24) est utilisé comme volume de contrôle. Le courant horizontal n'a pas été mesuré directement à la station 16 mais peut être déduit à partir du principe de la conservation de la masse. Si l'on pose que le flux de chaleur émanant des sédiments du fond du lac est nul, l'équation de conservation de la chaleur donne à nouveau une valeur de C_s

$$C_s = \frac{\int_0^{h_{16}} T_{16}\, U_{16}\, dz - \int_0^{h_{4/11}} T_{4/11}\, U_{4/11}\, dz}{\bar{U}_1\, \bar{T}_1\, l}$$

Pour effectuer ce calcul, on a supposé que le profil de vitesse varie de façon parabolique de telle sorte que le taux de transport est le même à chaque station. Aussi, la distance horizontale entre les

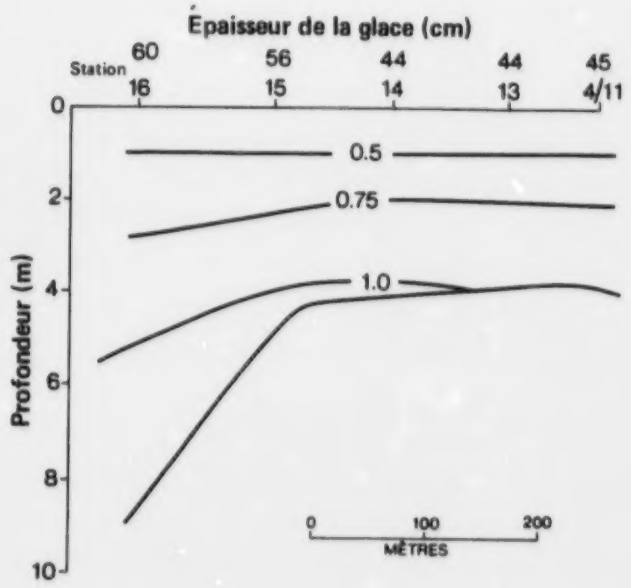


Figure 24. Section de température de la région du débit sortant du lac Marsh, le 3 mars 1985.

stations, l, est 400 m et U_1, valeur moyenne du courant à une profondeur de 1 m sur la distance séparant les stations, est estimée à 4.9 cm/s. À partir des lectures de température à chaque station, on arrive à une valeur de C_s de 5.7×10^{-3}. Cette méthode est probablement moins précise que la méthode précédente parce que le profil de vitesse pourrait très bien ne pas être parabolique comme il a été supposé, particulièrement à la station 16. Il est possible que le courant soit asymétrique et que le transport soit beaucoup plus important dans la moitié supérieure de la colonne d'eau de telle sorte que le flux de chaleur de la station 16 serait trop important et qu'en conséquence le C_s aurait une valeur trop élevée.

Pour vérifier si le flux de chaleur horizontal se trouve surévalué quand on considère que le profil de vitesse est parabolique, on a fait de nouveaux calculs en posant un profil de courant asymétrique prenant en compte les différences de rugosité entre la glace et le fond suivant les mesures d'Alford et Carmack (1987) prises en eau courante. Cette hypothèse réduit légèrement la valeur de C_s : elle est alors de 5×10^{-3}. Un autre facteur qui rend le profil de vitesse asymétrique est la stratification du courant sortant ou le fait que ce sont les couches d'eau supérieures qui sortent du lac pour se déverser dans le fleuve. Ce soutirage sélectif entraîne la suppression de la composante verticale du courant et augmente le courant sortant circulant sous la glace. On décrit dans la troisième partie de ce rapport un modèle numérique bi-dimensionnel du courant circulant près de la sortie des lacs. La valeur de C_s obtenue avec ce modèle est de 3.7×10^{-3}. Il pourrait encore s'agir d'une surévaluation. On en conclut que le champ de courant près de l'exutoire est de nature suffisamment tri-dimensionnelle pour qu'il faille rejeter le modèle bi-dimensionnel.

Une troisième méthode de calcul de C_s est basée sur l'épaisseur de la glace près de la sortie du lac. Cette épaisseur varie en raison inverse de la vitesse du courant à une profondeur de 1 m. Par exemple, la glace a une épaisseur de 45 cm à la station 4/11 où la vitesse du courant est de 6.2 cm/s tandis qu'à la station 16, où la vitesse est estimée à 1.4 cm/s, l'épaisseur de la glace est de 60 cm. Les mesures

d'épaisseur de la glace prises en deux occasions à huit jours d'intervalle dans le plan transversal au niveau du passage du courant sortant du lac Marsh sont présentées à la figure 25. Si H représente l'épaisseur de la glace et que la conductivité thermique de la glace, K_i, est de 2.3 J/°C/m), l'équation de conservation de la chaleur à l'état d'équilibre, si l'on pose que le flux de chaleur sensible traverse la couche de glace jusqu'au couvert de neige, a la forme suivante

$$L\rho_i \frac{dH}{dt} = - \frac{K_i T_{si}}{H} - C_s \rho C_p T_{w_1} U_{w_1} = 0$$

où L est la chaleur latente de fusion et T_{si} est la température de la surface de la glace. Il est convenu que cette température était de -9.33 °C, température moyenne de l'air mesurée à Whitehorse durant les deux semaines précédant le 1er mars 1985 (du 16 au 28 février).

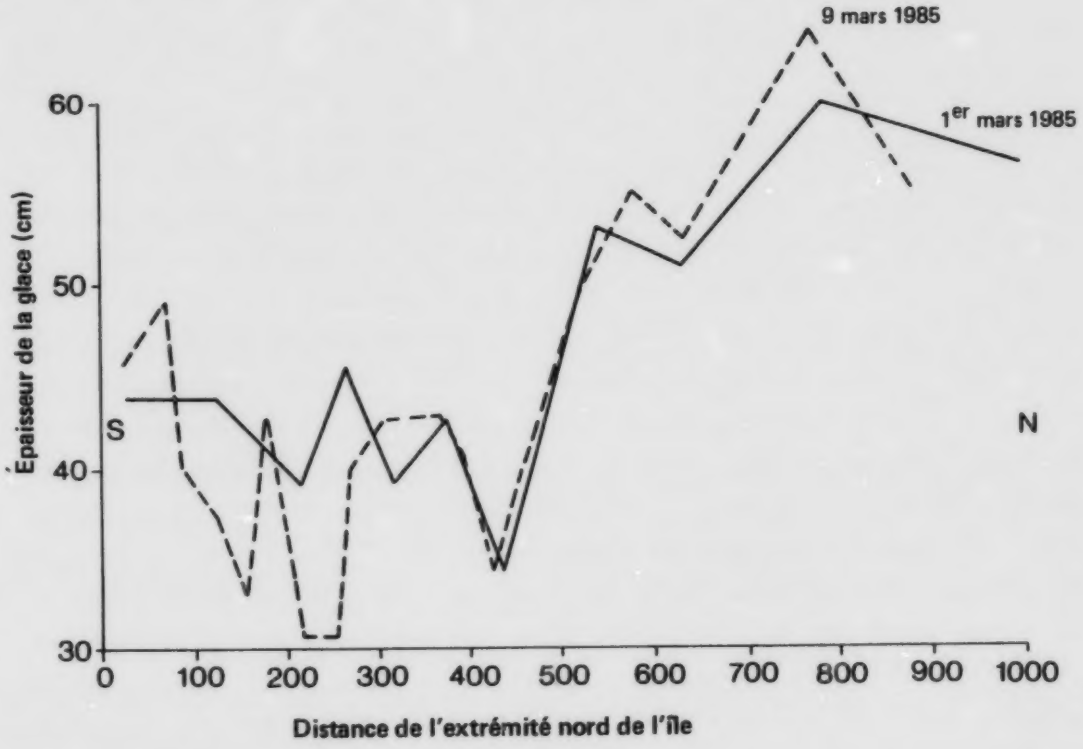


Figure 25. Épaisseur de la glace dans la région du débit sortant du lac Marsh, les 1er et 9 mars 1985.

Dans cette étude, on a posé que le couvert de neige était trop mince (environ 5 cm) et trop tassé par le vent pour augmenter de façon substantielle la température de la glace. À partir de l'épaisseur moyenne de la glace, des variations de l'épaisseur de la glace, de la température moyenne de l'air au 1er mars et du courant mesuré à 1 m de profondeur le 9 mars 1985, on a calculé une valeur de C_s de $0.63 \times 10^{-3} \pm 0.25 \times 10^{-3}$. Les mesures ont été prises à 19 stations près de la sortie du lac.

Bien que cette méthode soit probablement la plus précise des quatre méthodes utilisées pour résoudre ce problème, elle comporte des sources d'erreur importantes. L'erreur relative aux mesures d'épaisseur de la glace recueillies sur le terrain est probablement au moins de 5 cm, les données de température n'ont pas été prises le même jour que les données de courant et d'épaisseur de la glace, et l'erreur relative sur les mesures de courant devrait être grande pour les valeurs proches du seuil de détection du courantomètre. Enfin, la formulation du modèle constitue une autre source d'erreur. Par exemple, l'effet du rayonnement sur la température de la glace n'a pas été prise en compte.

La dernière méthode d'estimation du C_s est semblable à la deuxième méthode où on a calculé le flux de chaleur de la surface jusqu'au fond, et assimilé ce flux au flux de chaleur à la surface. La différence entre les deux méthodes est que la quatrième méthode prend aussi en compte la composante latérale intervenant dans le bilan thermique. On a calculé le flux de chaleur horizontal traversant une section transversale dans l'axe du lac en faisant, pour l'ensemble de la section, la somme des produits de la température multipliée par le courant perpendiculaire. Si l'on se rapporte aux figures 18 à 20, le flux de chaleur traversant la ligne 2–7 est de 7.36×10^5 kJ/s, le flux de chaleur traversant la ligne 14–12 est de 7.85×10^5 kJ/s, et celui de la ligne 13–11 est de 7.63×10^5 kJ/s. La meilleure courbe obtenue par la méthode des moindres carrés traversant la ligne 14–12 et donnant la moyenne des flux de chaleur des deux lignes le plus en aval du lac donne un taux moyen de perte de chaleur de 3.72×10^4 kJ/km. Le flux de chaleur à travers la surface de la glace sur toute l'étendue du lac (si

l'on considère une largeur moyenne de 1.9 km et si l'on pose une vitesse moyenne de 1 cm/s à une profondeur de 1 m et une température moyenne de 0.8 °C) est assimilé à cette perte de chaleur moyenne. Le coefficient de transport de chaleur sensible est alors de $(0.58 \pm 0.3) \times 10^{-3}$. Il est à noter qu'on fait abstraction des stations 1 et 8 dans le calcul du flux de chaleur de la ligne 1-8 de manière à ce que la répartition des stations d'échantillonnage de cette ligne corresponde davantage à celle des lignes 14-12 et 13-11. Si l'on se rapporte au tableau 1, on voit clairement que le flux de chaleur de la ligne 13-11, où l'eau est peu profonde, est supérieur à celui de la ligne centrale. Le calcul comporte une erreur importante qui repose sur le fait que les lignes sont très rapprochées et qu'il a fallu soustraire une valeur élevée d'une autre valeur élevée. Malheureusement, on n'a pas pu mesurer le transport de chaleur dans une section transversale située plus loin de l'exutoire parce que la glace était dangereuse. Cela aurait permis d'obtenir une différence plus importante entre les transports de chaleur.

Tableau 1. Quantités moyennes par section transversale, lac Tagish

Ligne station	Surface des sections (m^2)	Débit (m^3/s)	Flux de chaleur (kJ/s)	$\overline{U}^*_{1.0}$ (cm/s)
14–12	2.81×10^4	137	7.85×10^5	1.05
7–2	2.24×10^4	140	7.36×10^5	1.08
13–11	1.43×10^4	136	7.63×10^5	1.2

* Moyenne du courant selon la largeur à une profondeur de 1 m.

Étude

En résumé, trois des quatre méthodes indépendantes utilisées pour calculer le coefficient de transfert de chaleur sensible ont donné des valeurs du même ordre dont la moyenne globale est de $(0.8 \pm 0.3) \times 10^{-3}$. Une quatrième méthode, où le calcul du flux de chaleur était basé sur l'hypothèse d'une répartition parabolique du courant, a donné un C_*

beaucoup plus élevé et n'a donc pas été prise en compte dans le calcul de la moyenne. Il convient de noter que le coefficient moyen de transfert de chaleur sensible déterminé dans cette étude est inférieur à celui de la couche limite atmosphérique en équilibre indifférent, qui est de 1.45×10^{-3}, et que le coefficient moyen calculé se situe à l'intérieur des limites d'incertitude des mesures de laboratoire de Gilpin et coll. (1980).

Dans la période des travaux sur le terrain, les résultats de deux autres travaux de recherche sur le terrain portant sur le transfert de chaleur entre l'eau de mer et la glace ont été publiés. Bogorodskiy et Sukhorukov (1983) ont calculé un C_s de 1.3×10^{-3} à partir des taux de fusion de la glace dans la mer. Josberger et Meldrum (1985) ont obtenu, en partant du même principe, un C_s de 0.8×10^{-3} mesuré à une profondeur de 2.55 m sous la glace. Ces valeurs pourraient être trop basses parce que ces auteurs n'ont pas tenu compte du flux de chaleur à travers la nappe glacière de 1 m d'épaisseur, ce qui a pu engendrer une erreur de 16 % en ce qui a trait à la première moitié de leur expérience. Il est intéressant qu'ils aient obtenu des valeurs de C_s supérieures au cours de la deuxième moitié de leur expérience durant laquelle ils n'ont pas tenu compte du flux de chaleur à travers la glace ce qui ne devait entraîner qu'une erreur de plusieurs pourcents. C'est pourquoi le C_s obtenu durant la deuxième moitié de l'expérience serait plutôt de 1×10^{-3} au lieu de 0.8×10^{-3}. Malheureusement, Josberger et Meldrum n'ont pas estimé la rugosité de telle sorte que les deux estimations ne peuvent pas être comparées sur la base d'une même rugosité. Cependant, si l'on pose une valeur représentative de la rugosité de la glace dans la mer de 0.001 m (Langleben, 1982), leur C_s de 1×10^{-3} augmente à 1.3×10^{-3} à une profondeur de 1 m d'après la théorie logarithmique de la couche limite. Malheureusement, Bogorodskiy et Sukhorukov n'ont pas mentionné la profondeur à laquelle leurs mesures ont été prises de telle sorte qu'il est impossible de comparer les résultats de ces deux études. Cependant, il semble que les taux de transfert de chaleur sensible entre l'eau et la glace dans les lacs sont quelque peu inférieurs à ceux observés dans les conditions océaniques.

Il est difficile d'estimer l'erreur relative au calcul du C_e dans cette étude. On ne se tromperait probablement pas en posant que cette erreur correspond à la marge d'erreur relative aux mesures de l'épaisseur de la glace. On conclut aussi que les trois méthodes ne sont pas suffisamment précises pour permettre de déterminer l'effet de la stabilité de la couche limite.

Application

On présuppose, quand on applique l'équation de transfert de chaleur sensible, que le courant à une profondeur de 1 m est pleinement turbulent. Cette présupposition garde probablement sa pertinence même pour des courants dont la vitesse est aussi basse que 1 mm/s quand il n'y a pas de stratification.

On n'a pas pu estimer en détail la distribution du flux de chaleur de l'eau vers la glace que l'appareil servant à réaliser les profils de température s'est brisé près de l'exutoire. La figure 26 montre qu'en général, les flux de chaleur tendent à être plus importants près de l'exutoire et du côté ouest du lac. Cette distribution correspond à celle des épaisseurs de la glace dans la région de l'exutoire du lac Tagish représentée à la figure 22. La situation est semblable au lac Marsh. La figure 24 montre que le flux de chaleur estimé à 157 W/m^2 sur la ligne du courant sortant correspond à une épaisseur de glace de 45 cm tandis qu'à une certaine distance de l'exutoire, à la station 16, le flux de chaleur estimé à 65 W/m^2 correspond à une épaisseur de glace de 60 cm.

Les flux de chaleur relativement élevés dans la région de la station N4 du lac Tagish ne concordent pas avec la distribution des épaisseurs de glace et des flux de chaleur observés ailleurs. On pense que le courant mesuré à cette station est de nature transitoire et causé par la force d'entraînement du vent, montrant un gradient spatial, au niveau de l'eau libre qui se trouve à proximité. Le temps orageux aurait contribué à former ce courant. Dans cette région du lac où l'eau n'est

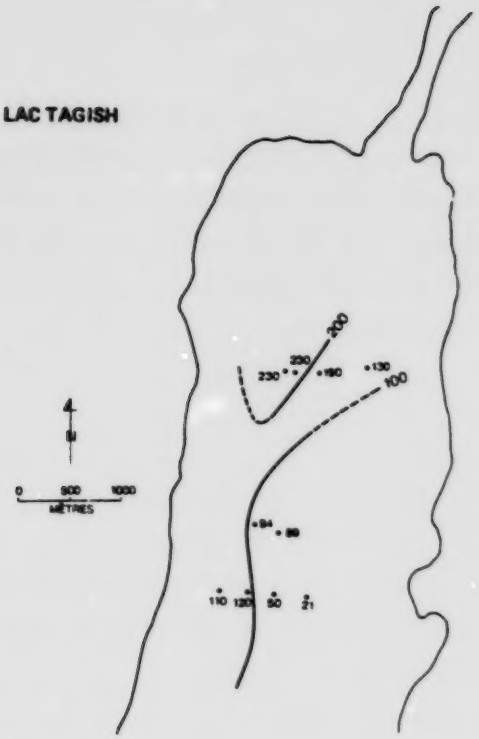


Figure 26. Répartition du flux de chaleur, lac Tagish.

pas profonde, la présence continuelle de flux de chaleur élevés devrait entraîner un amincissement rapide de la glace. Les résultats de cette section ont été résumés par Hamblin et Carmack (1990).

Étude de l'écoulement hydrique à la sortie du lac

La section précédente sur le transfert de chaleur entre l'eau et la glace du lac a traité un phénomène responsable de la formation et du maintien de la polynie : le flux de chaleur vertical dirigé de l'eau vers la glace dans la couche limite turbulente, phénomène qui entraîne l'amincissement de la glace. L'autre phénomène déterminant est la remontée de chaleur due à l'advection du courant sortant. Les figures 12, 13, 17, 18, 19 et 21 montrent que le courant sortant est très concentré et de nature tri-dimensionnelle. Si l'on veut caractériser les polynies situées près des exutoires à l'aide d'un modèle de simulation unidimensionnel, il faut que la remontée de chaleur figure parmi les paramètres du modèle.

Puisque le courant se concentre au niveau de la sortie du lac (figures 12 et 21) dans la partie la plus profonde du profil bathymétrique transversal effectué près de la sortie, il pourrait s'expliquer par les forces de friction. Pour vérifier cette hypothèse, on peut partir de l'idée que le courant sortant se comporte comme une rivière large dont le profil bathymétrique transversal, au niveau de la ligne N1–N16 du lac Tagish, est irrégulier (figure 27) et peut être divisé en deux parties: d'une part, le canal principal à gauche et d'autre part, une berme peu profonde à droite quand on regarde dans le sens du courant. Il est d'usage de considérer que, dans un tel cas, le même gradient de pression de surface global vaut pour chacune de ces parties (Henderson, 1966). D'après Henderson, le rapport des vitesses moyennes de chaque section est proportionnel au rapport des demi-profondeurs (aire divisée par le périmètre mouillé) à la puissance deux tiers. D'après cette règle, 60 % du débit total de 140 m^3/s qui traverse la section représentée à la figure 27 devrait circuler dans le canal principal et la vitesse moyenne de transport devrait être de 4.8 cm/s dans ce canal tandis que la vitesse du côté droit du canal devrait être de 2.9 cm/s. Puisque la vitesse du courant au niveau de la berme de droite correspond en moyenne à peu près au seuil de détection du courantomètre, on pouvait s'attendre à ce que le courantomètre indique la présence d'un certain courant dans la partie peu profonde. Cette analyse simple permet de conclure que la friction, qui joue un rôle important en ce qui a trait à la concentration du courant dans le canal principal,

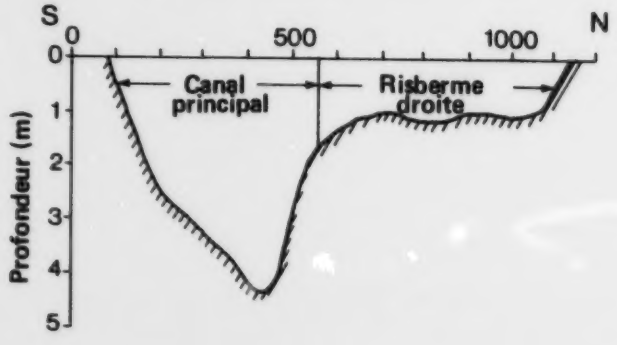


Figure 27. Section transversale du débit sortant des lignes N1 à N10, lac Tagish.

n'est pas le seul facteur permettant de rendre compte que le canal principal montre un débit si important.

Le problème de la dynamique du débit sortant de même que les autres problèmes soulevés par des observations sur le terrain et mentionnés dans cette section sur la circulation de l'eau près de la sortie des lacs et dans la première partie, seront abordés à l'aide de modèles mathématiques et de méthodes analytiques dans la troisième partie. Aussi, on examinera les principes généraux relatifs aux méthodes empiriques permettant d'évaluer les composantes de l'énergie de surface et la température de l'eau dans les cours d'eau, paramètres intervenant dans les modèles thermodynamiques des lacs couverts ou non couverts de glace.

TROISIÈME PARTIE : PROPRIÉTÉS PHYSIQUES ET MODÈLES NUMÉRIQUES DE L'ÉCOULEMENT HYDRIQUE ET DES RÉGIMES THERMIQUES DES LACS ET COURS D'EAU

Introduction

La physique de l'écoulement de l'eau dans les lacs en hiver, c'est-à-dire dans les lacs couverts de glace, est un problème bien défini dans le domaine de l'hydraulique des masses d'eau stratifiées soumises à l'effet d'une rotation. Stigebrandt (1978) a été le premier à décrire les caractéristiques essentielles de l'écoulement hivernal de l'eau dans les lacs. Celui-ci est caractérisé par l'existence d'un champ de courant composé d'un jet entrant, d'un écoulement permanent près de la surface circulant d'un bout à l'autre du lac et d'une zone de soutirage. La figure 28 donne dans les grandes lignes une représentation schématique de cette description. Carmack et coll. (1987) ont aussi fait une description, moins détaillée cependant, de l'écoulement hivernal de l'eau dans le lac Laberge. Les données examinées dans les deux premières

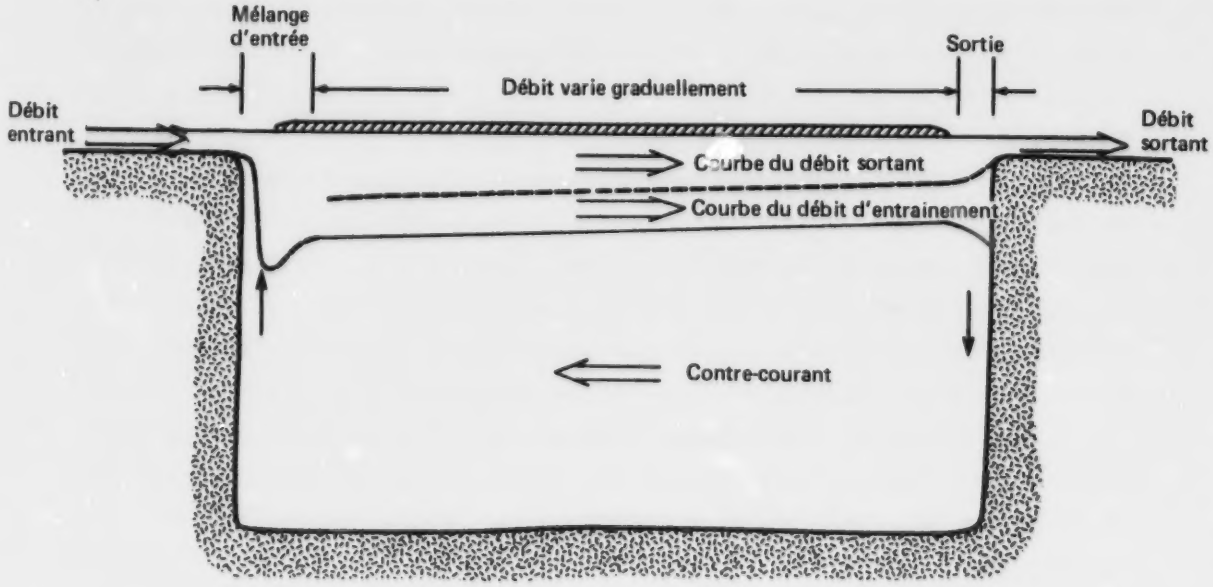


Figure 28. Schéma de l'écoulement fluvial hivernal.

parties de la présente étude et les données présentées par Carmack et coll. (1987) portent fortement à croire que les trois zones de courant, l'entrée, la zone de circulation interne et le courant sortant, ne sont pas indépendantes mais entrent en interaction. Stigebrandt a analysé ces trois régimes séparément et n'a pas envisagé la possibilité d'une interaction entre les régimes. Quand les lacs ne sont pas couverts de glace, la turbulence engendrée par les phénomènes atmosphériques mélange les eaux et détermine la structure de densité des lacs tandis qu'en hiver les courants à l'entrée et à la sortie sont reliés par la circulation interne. On a déjà étudié le phénomène du soutirage sélectif, un phénomène relié de près à la situation existant dans les lacs, à l'aide de bassins dans lesquels la surface libre se déplaçait vers le bas. Cette technique ne rend pas compte exactement de la situation existant dans les lacs mais les résultats ainsi obtenus peuvent servir de point de départ pour orienter les recherches.

Si l'on résume les phénomènes d'écoulement ayant lieu dans les lacs, on peut dire que la plus grande partie du mélange des eaux du tributaire avec celles du lac a lieu dans la zone située près du tributaire (figure 28). Le courant augmenté, constitué par le courant entrant original conjugué avec la masse d'eau entraînée par l'eau du lac, a son origine au niveau de la zone de mélange située à l'entrée du lac et circule jusqu'à la région de l'exutoire où une partie de l'eau de ce courant va se déverser dans le fleuve tandis que la couche d'entraînement se retourne pour former le contre-courant. Les lignes de démarcation des interfaces présentes dans le courant sont inclinées suivant l'axe du lac de façon à vaincre la résistance due à la friction conformément à la théorie du courant interne graduellement varié. La situation est différente près de la sortie où il y a présence d'une plongée des eaux prononcée, et à l'entrée du lac où les données et analyses qui suivent révèlent l'existence d'un ressaut hydraulique interne. Même si les trois régimes de courant (à l'entrée du lac, dans le lac et près de la sortie du lac) sont interreliées, on a choisi de les traiter séparément.

Dynamique de l'écoulement hydrique à la sortie du lac

La méthode la plus simple pour modéliser la remontée de l'eau près de la sortie consisterait à poser qu'au moins le coeur du courant correspond à un écoulement sans viscosité. La solution bien connue relative à un courant sans viscosité circulant vers la pointe d'un bassin en forme de pointe donne des lignes de courant de pente intermédiaire entre les murs. Par exemple, dans le cas du courant sortant du lac Tagish représenté aux figures 18-20, le fond a une pente d'environ 7×10^{-3} de telle sorte que la pente de l'isotherme de 2 °C, quand il n'y a pas mélange des eaux, devrait être de 4.5×10^{-3} et celle de l'isotherme de 1.5 °C devrait être de 2×10^{-3} d'après la théorie de l'écoulement sans viscosité. Puisque les pentes observées sont de 1.5×10^{-3} et 8×10^{-4} respectivement, valeurs correspondant au tiers des valeurs attendues, il doit y avoir soutirage sélectif près de la sortie dû à une stratification de la colonne d'eau près de la sortie. Une analyse similaire du courant près de la sortie du lac Marsh entre les stations 15 et 16 montre que la pente de l'isotherme de 1 °C est environ deux fois inférieure à celle que prédit la théorie de l'écoulement sans viscosité. Dans ce cas, cette observation concorde avec la prévision selon laquelle l'effet de la stratification verticale de la densité devrait être plus faible à proximité de la sortie.

Pour réaliser un modèle de la polynie située près de la sortie, il faut décrire mathématiquement le flux de chaleur au niveau du courant sortant et la distribution de la température sous la glace. Dans un premier temps, il s'avère utile de déterminer si le courant sortant est principalement déterminé par la viscosité et la diffusion ou bien par l'inertie. À partir de la théorie bidimensionnelle du courant sortant de Fischer et coll. (1979), on peut calculer le nombre de Froude relatif au courant sortant, $Fr = q/NL^2$ et le nombre de Grashof, $Gr = N^2L^4/k_v^2$, où L représente la longueur du lac qui est de 28 km dans le cas du lac Marsh. Avec un N^2 de 6.8×10^{-5} s^{-2}, une diffusion tourbillonnaire verticale de la chaleur, k_v, de 10^{-4} m^2/s un débit par unité de largeur, q, de 168/500 = 0.168 m^2/s, on obtient, dans le cas du lac Marsh, $Fr = 5.2 \times 10^{-8}$ et $Gr = 4.1 \times 10^{21}$. Puisque la valeur de $FrGr^{1/3}$ est de 0.82, on peut conclure

0.82, on peut conclure que l'effet de la diffusion et de la viscosité est que l'effet de la diffusion et de la viscosité est égal à celui de l'inertie. (Comme la couche de glace constitue un plan de symétrie, le débit est considéré comme étant deux fois supérieur au débit du courant sortant qui est de 84 m^3/s). Mais Lawrence (1980), qui a fait une analyse tridimensionnelle du courant près de la sortie, a obtenu un paramètre de transition $Q/(Lk_v)$ qui donne une valeur beaucoup plus grande que 1, ce qui laisse entendre que le soutirage sélectif serait déterminé principalement par l'inertie. Dans le lac Tagish, le courant sortant est similaire parce que le débit plus important de ce lac, 140 m^3/s est compensé par la longueur du lac qui est de beaucoup supérieure à celle du lac Marsh. Dans ce cas, la profondeur de la couche de soutirage, D (épaisseur de la couche du courant sortant), peut être exprimée par $D = 5.5\ Gr^{-1/6}\ L$ ce qui donne une valeur de D de 38.5 m ou, selon la théorie tridimensionnelle, par $(Q/N)^{1/3}$, ce qui donne une valeur de 32 m.

Koh (1966) a formulé une théorie du soutirage stratifié relative à un courant sortant permanent bidimensionnel où la viscosité et la diffusion sont déterminantes. Koh n'a pas tenu compte dans sa théorie de l'écoulement de l'eau sous la glace de telle sorte qu'un certain nombre de facteurs importants ont été négligés. Ces facteurs sont : la relation non linéaire existant entre la densité et la température, la vitesse nulle du courant à l'interface glace-eau et le fait que le flux de chaleur est proportionnel au produit de la vitesse multipliée par la température à une profondeur de 1 m. Néanmoins, la méthode de similitude de Koh nous permet de déterminer de façon générale la nature du flux de chaleur. En première approximation et près de la glace, U est proportionnel à $y/x^{2/3}$ et T est proportionnel à $y^4/x^{5/3}$, de telle sorte que le flux de chaleur vertical est proportionnel à $y^5/x^{7/3}$ où y représente la coordonnée verticale, dont l'origine se trouve à l'interface glace-eau, et x représente la distance horizontale par rapport à l'exutoire. À une profondeur donnée, le flux de chaleur est donc proportionnel à $x^{-7/3}$, ce qui représente une baisse beaucoup trop rapide du flux de chaleur en fonction de la distance horizontale. Sur le plan physique, la diffusion verticale a pour effet de détruire le gradient vertical de température contrasté puisqu'il y a remontée d'eau

dans le dégorgeoir, et donc le champ de température ne change qu'à proximité de l'exutoire où l'advection verticale prédomine. Comme alternative, un modèle avec un nombre de Prandtl peu élevé a été élaboré. Dans ce modèle, la diffusion verticale de la température n'a pas été prise en compte et l'on a plutôt considéré la présence d'une advection pure. Dans le cas d'une advection se produisant dans un écoulement bidimensionnel, l'on sait que les isothermes doivent être parallèles aux lignes de courant, ce qui fait que le champ de température est fonction du courant. L'équation de similitude peut prendre en compte le fait que la région entre la densité et la température est non linéaire. Ces simplifications nous permettent aussi de trouver les solutions de similitude relatives à l'équation de vorticité horizontale. Dans ce cas, la variable de similitude, Z, est donnée par $y/[\nu qx/g\beta(\Delta T)^2]^{1/4}$, où ν représente la viscosité cinématique dont la valeur supposée est de $10^{-5} m^2/s$, β est donné par $6.8 \times 10^{-6}/C^2$, ΔT est la différence de température de part en part du courant sortant et g est l'accélération de la pesanteur. Comme dans le cas du modèle de Koh, on pose que la dérivée première de la fonction de similitude, qui est proportionnelle à la vitesse horizontale, est proportionnelle à la variable de similitude. Il doit en être ainsi puisque la vitesse doit être nulle au niveau de l'interface glace-eau. Ainsi, c'est la zone située sous la couche de glace et dans laquelle le courant induit par le courant sortant décroît vers le haut qui est en cause ici. Cette supposition vaut puisque, compte tenu des paramètres pris en compte, les valeurs de Z qui nous intéressent se situent entre 0.2 et 1. Dans la région considérée ici, la distribution de la température devrait obéir à l'expression :

$$T = \frac{Z^2 T_D}{2}$$

où T_D est la température à la profondeur D, et

$$U = \frac{qZ}{\left[\frac{q\nu x}{B(\Delta T)^2 g}\right]^{1/4}}$$

Dans les formules ci-haut, la constante numérique, dont la valeur est de 1, d'unité a été déterminée de façon approximative à partir

des données recueillies au lac Marsh et au lac Tagish plutôt que par la résolution directe des équations de similitude. Enfin, d'après l'équation (1), le flux de chaleur de l'eau vers la glace peut être exprimé ainsi :

$$H = \frac{C_*}{2} \rho C_p g y^3 \beta (\Delta T)^3 / (x v) \qquad (2)$$

où y = 1 m. Il est à noter que le débit par unité de largeur, q, n'apparaît pas explicitement dans cette équation probablement à cause de la dépendance linéaire simple supposée en ce qui concerne le comportement de la fonction de similitude et à cause des limites de la similitude. Appliquons cette formule au lac Tagish où T_D est égal à 2.5 °C à une profondeur D de 1 m et où le flux de chaleur est de 10 W/m^2 à une distance de 3 km de l'exutoire, de 100 W/m^2 à une distance de 300 m et de 1000 W/m^2 à 30 m. Le flux à 30 m indique que la polynie devrait avoir une longueur d'au moins 30 m étant donné que ce flux est beaucoup plus important que le flux de 345 W/m^2 observé dans une couche de glace de 10 cm quand la température moyenne de l'air est de -15 °C. Cette valeur de 345 W/m^2 est du même ordre que la perte moyenne de chaleur observée en mars dans une polynie arctique (329 W/m^2) (Den Hartog et coll., 1983). Des flux de chaleur sensible et de chaleur latente d'évaporation de (380 W/m^2) ont aussi été observée dans la polynie de l'île St. Lawrence (Pease, 1985).

Dans le cas du lac Marsh, la valeur adéquate du paramètre de stratification est quelque peu incertaine puisque la valeur moyenne de N pourrait ne pas valoir quand deux couches d'eau sont en cause. Si l'on applique la théorie bidimensionnelle de Fischer et coll. (1979) (équation (équation 6.87), la couche soutirée semble s'étendre jusque dans l'épilimnion à une profondeur D de 11.6 m.

$$D = \left[\frac{2q}{\left(\frac{\Delta \rho g}{\rho} \right)^{1/2}} \right]^{2/3} \qquad (3)$$

où $\Delta\rho$ représente la différence de densité entre les limites supérieure et inférieure de l'épilimnion. Ainsi, si la valeur de ΔT dans l'équation (2) est de 1.5 °C, la température de l'eau à la base de l'épilimnion, il s'en suit que le flux de chaleur est de 2.4 W/m^2 à 3 km du dégorgeoir, de 24 W/m^2 à 300 m et de 240 W/m^2 à 30 m. Puisqu'un flux de 240 W/m^2 ne suffit pas à faire fondre une couche de glace de 10 cm d'épaisseur, il est probable que la polynie disparaisse quand la température de l'air se situe en moyenne autour de -15 °C.

Même en ayant établi précédemment que, d'après la valeur du paramètre R de Fischer et coll. (1979), la théorie fondée sur l'effet de la viscosité est indiquée, il n'est pas réaliste de penser que la diffusion a un effet sur le champ de température. Quand on applique l'équation (2), il est recommandé de calculer la profondeur de la couche d'eau soutirée, qui sert à déterminer ΔT, à partir de l'équation (2) quand deux couches sont en cause ou à partir de

$$D = 2\sqrt{q/N} \qquad (4)$$

quand la stratification est uniforme, selon la théorie de Fischer et coll. (1979) fondée sur l'effet de l'inertie. Si l'on applique l'équation (4) dans le cas du lac Tagish, on obtient une valeur de D de 120 m, ce qui correspond à la profondeur totale du lac. Il est à noter que si l'on utilise les formules relatives au soutirage fondées sur l'inertie, le débit intervient dans l'équation (2) de flux de chaleur par le biais de la profondeur à laquelle la valeur de ΔT est déterminée.

La conclusion de cette analyse de la dynamique du courant près de la sortie recommande de mettre à l'épreuve l'équation (2) et les formules concomitantes (3) et (4) dans le contexte de la formation de la polynie du lac Laberge à l'aide des profils de température simulés fournis par le modèle DYRESM (Patterson et Hamblin, 1988). Les zones de polynie typiques des lacs du cours supérieur ont été observées et déterminées à l'aide de photos satellite et aériennes par Carmack et coll. (1987). Si cette technique ne réussit pas, il est possible de résoudre de façon numérique l'équation de similitude avec le nombre de

Prandtl peu élevé (Koh, 1966)

$$Z \frac{\left(f - \frac{4}{\Delta T}\right) f^{i}}{2} = f^{iv}$$

avec les conditions $f(0) = f^{i}(0) = f^{ii}(\infty) = 0$ et $f(\infty) = 1$ en ce qui a trait au champ de vitesse et de température. Il est à noter que le modèle de similitude ne rend pas de façon réaliste les conditions de température aux limites à la surface et il en résulte que, dans ces conditions, le transfert de chaleur vers la glace devient impossible. Pour obtenir des résultats plus exacts, il faudrait apporter à ce problème une solution véritablement bidimensionnelle. Un modèle de simulation thermique unidimensionnel ne permet pas une telle solution. La faiblesse de la formule (2) réside de toute évidence dans la difficulté d'évaluer ΔT. Les équations (3) et (4) ne peuvent fournir que des approximations. Aussi, la profondeur obtenue à l'aide de la théorie est de beaucoup supérieure à la profondeur de la couche d'eau soutirée.

Dans certains cas, on a posé, lors de l'élaboration de la théorie, que le courant sortant est de nature bidimensionnelle. Cette simplification ne vaut que pour les longs lacs étroits comme les lacs Marsh, Tagish et Laberge. Cependant, les courants sortants du lac Atlin et d'autres lacs circulant au milieu de l'axe de ces lacs et il serait de toute évidence plus approprié de les modéliser en partant du principe que le soutirage est axisymétrique. Un examen des équations axisymétriques révèle l'absence de similitude. Cependant, il existe une solution dont la forme est $F(Y)/r$ et pour laquelle r doit rester à l'intérieur de certaines limites. Cette solution établit que le flux de chaleur est proportionnel à $\Delta TQ^2/r^3$ où r représente la distance radiale et où Q représente le débit (Koh, 1966). Ainsi, la dépendance du flux de chaleur par rapport à la distance radiale décroît beaucoup plus rapidement quand l'éloignement horizontal par rapport au dégorgeoir augmente. Cette dépendance vis-à-vis du rayon et l'effet de cette dépendance sur l'étendue de la polynie devraient pouvoir être vérifiés à l'aide de données satellite et d'observations aériennes portant sur l'étendue de la

polynie du lac Atlin. Il faudrait compléter ces données par une étude du lac et par des données météorologiques. La profondeur de la couche d'eau soutirée peut être calculée par la formule de Lawrence (1980), $(Q/N)^{1/3}$.

Effets tridimensionnels

Jusqu'à maintenant on a décrit la dynamique du courant près de la sortie en supposant que les lacs présentaient soit une homogénéité horizontale soit une symétrie axiale, et donc en excluant les facteurs comme la rotation de la terre qui déterminent un écoulement tridimensionnel. On aborde ces facteurs ici en effectuant une intégration verticale, mais après avoir explicité le modèle bidimensionnel, plus simple, examiné précédemment dans la section sur la dynamique du courant près de la sortie.

La figure 29 montre le système de coordonnées dont l'origine correspond à la surface du lac. L'axe des x suit le canal dans la direction du courant, l'axe des y est perpendiculaire au courant et croît vers la gauche du courant tandis que l'axe des z est positif au-dessous de la surface de contact entre l'eau et la glace. À une grande distance de l'exutoire, la stratification, et donc le défaut de densité, ρ est posée comme étant $\rho = (\rho_s - \rho D)(z + D)/\rho_D D$ où D est la profondeur de la couche d'eau qui se déverse dans le fleuve (figure 28). Le défaut de densité est de zéro quand $z = -D$ et décroît jusqu'à une valeur minimale à la surface (ρ_s). L'équation de mouvement en régime permanent pose qu'il y a uniformité latérale et que h correspond à la profondeur où la vitesse est nulle. Cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial (uw)}{\partial z} = \frac{1}{-\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} - g \int_{-h}^{z} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \frac{1}{\rho_D} \frac{\partial \tau xz}{\partial z} \qquad (5a)$$

Même si ce n'est pas exact, on suppose, pour simplifier qu'aux profondeurs égales ou inférieures à la profondeur de la couche soutirée, la vitesse du courant près de la sortie et le gradient horizontal de pression totale sont nuls et que ρ est égal à zéro. Il en découle qu'on

peut évaluer le gradient de pression barotropique, P, à partir de $\rho = \varepsilon(z + h)/h$, comme suit :

$$\frac{1}{\rho_D} \frac{\partial P}{\partial x} = - g \int_{-h}^{0} \frac{\partial \rho}{\partial x} dz = g \frac{\varepsilon}{2} \frac{\partial h}{\partial x} \qquad (5b)$$

où $\varepsilon = (\rho_D - \rho_*)/\rho_D$ et h peut être alors inférieur à la profondeur de la couche soutirée dans la zone éloignée.

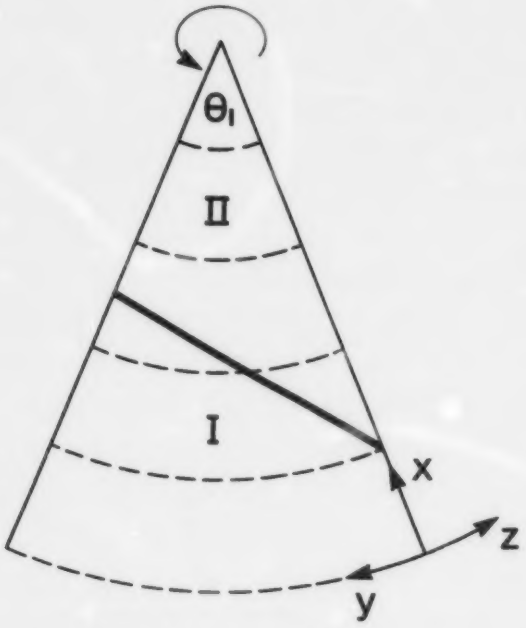


Figure 29. Principe d'un écoulement parfait pénétrant dans un secteur rotatif.

Si on intègre verticalement l'équation (5a) et si on caractérise les contraintes existant sous la glace à l'aide du transport, q, et de la viscosité cinétique, v, dans le cas d'une couche limite parabolique et en supposant que u varie aussi de façon linéaire avec la profondeur en-dehors d'une couche limite mince [$u = 2q(h+z)/h^2$], on obtient

$$-4q^2 \int_{-h}^{0} \frac{\partial (h + z)^2}{\partial x \, h^4} dz = - g\varepsilon \frac{h}{2} \frac{\partial h}{\partial x} - g\varepsilon \int_{-h}^{0} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{h} \frac{z^2}{2} - zh \right) dz + \frac{2.0vq}{h^2}$$

Il est à noter que la théorie du soutirage stratifié suppose habituellement une variation de la vitesse selon une fonction cosinus plutôt qu'une variation linéaire comme c'est le cas ici. Si l'on change l'ordre de différentiation et d'intégration, on obtient

$$-4q^2 \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{0} \frac{(h + z)}{h^4} dz = - g\varepsilon \frac{h}{2} \frac{\partial h}{\partial x} - g\varepsilon \frac{\partial}{\partial x} \int_{-h}^{0} \frac{1}{h} \left(\frac{z^2}{2} - zh\right) dz$$

$$\left[- \frac{\varepsilon q}{h} \left(zh - \frac{z^2}{2}\right)\right]_{z = -h} \frac{\partial h}{\partial x} + \frac{2.0\nu q}{h^2}$$

Après intégration et regroupement des termes

$$\left(\frac{h^3}{3} - \frac{4q^2}{3g\varepsilon}\right) \frac{\partial h}{\partial x} = \frac{2\ \nu q}{g\varepsilon} \qquad (6)$$

ou $$h^4 - h_0{}^4 - \frac{16q^2}{g\varepsilon} (h - h_0) = \frac{24\nu qx}{g\varepsilon}$$

où il est supposé que la profondeur au niveau de l'exutoire, h_0, apparaît quand la pente de la couche soutirée est infini, ou $h_0 = (4q^2/g\varepsilon)^{1/3}$. Comme la solution analytique de h est implicite, elle doit être calculée à l'aide de méthodes numériques bien que l'expression $(24\ \nu qx/g\varepsilon + h_0{}^4)^{1/4}$ donne une assez bonne approximation de la profondeur de la couche dans la plupart des cas. La valeur de h pour le lac Laberge, présentée à la figure 30, a été calculée à partir des valeurs suivantes : $\nu = 10^{-5}$ m^2/s, $q = 0.046$ m^2/s, et $\varepsilon = 10^{-5}$. Les résultats indiquent que la couche est mince même à de grandes distances de l'exutoire. On a calculé précédemment, dans le cadre de l'exposé des théories bidimensionnelle et tridimensionnelle du soutirage sélectif, le point de transition entre l'écoulement déterminé principalement par les forces de friction et l'écoulement déterminé principalement par l'inertie. De la même manière, si on égalise les termes relatifs à la friction et à l'inertie dans l'équation (6), on peut estimer la distance de transition à l'aide de la formule suivante $4/3\ 2^{1/3}\ q^{5/3}/[\nu\ (g\varepsilon)^{1/3}]$. Dans le cas du courant sortant du lac Laberge, on obtient une distance de transition de

2.1 km par rapport à l'exutoire. Entre ce point et le tributaire, la couche du courant sortant s'épaissit d'environ 4 m, comme l'indiquent la figure 8 et l'annexe E dans Carmack et coll. (1987), et a une profondeur moyenne d'environ 8 m. On peut maintenant calculer la viscosité cinétique à partir de la pente longitudinale des isothermes suivant l'équation

$$\nu = \frac{g\varepsilon}{2q} \frac{H^3}{3} \frac{dh}{dx}$$

qui donne une valeur de 1.5×10^{-5} m^2/s. Il est à noter que la forme de l'équation (6) est identique à celle de l'équation de l'écoulement graduellement varié (10) de Baddour (1987) qui s'applique dans le cas

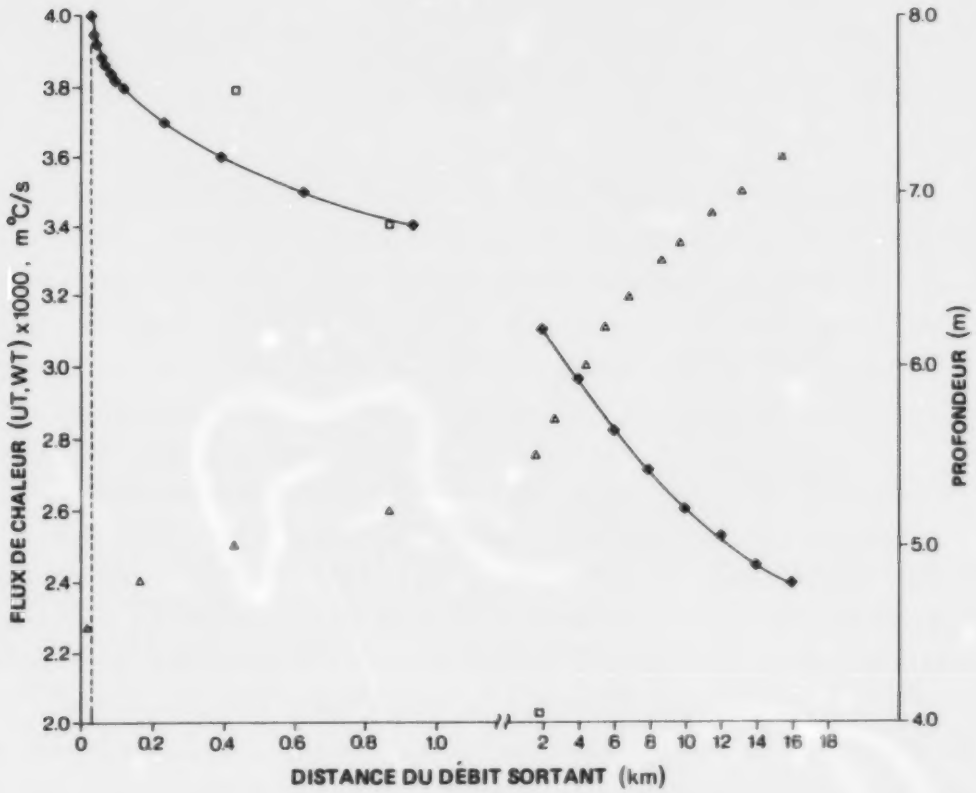


Figure 30. Profondeur de la couche du débit sortant avec distance du débit sortant.

d'un contre-courant profond. La solution de l'équation (6) établit donc le lien entre la région s'étendant de l'exutoire jusqu'au point de transition et le courant fluvial intérieur du lac qui constitue un exemple d'écoulement interne graduellement varié. On ne peut, dans le cadre de cette analyse simple du courant fluvial, tenir compte du contre-courant à moins d'avoir des données sur l'échange existant entre la couche d'entraînement et le courant de retour. Cette question sera abordée dans la section sur le modèle bidimensionnel du courant fluvial. À partir du profil de température du courant sortant représentée à la figure 8, $T = -0.9\ z/h + 0.3$, il est possible de calculer les composantes verticale et horizontale de l'advection de la température à une profondeur de 1 m. Les composantes sont proportionnelles au flux de chaleur vertical et horizontal. La figure 30 montre que, à l'exception d'une région étroite couvrant les 50 premiers mètres à partir de l'exutoire, c'est par ce courant horizontal, et non par un courant vertical que la glace reçoit presque toute sa chaleur.

Il est alors évident que, à une grande distance de l'exutoire, le modèle du courant près de la sortie et du courant fluvial traversant le lac basé sur une intégration verticale est, au même titre que le modèle continu, lui aussi dépendant de la profondeur isopycne suivant le même facteur $x^{1/4}$.

Le produit de la vélocité multipliée par la température sera donc proportionnel à h^{-2} ou $x^{-1/2}$, ce qui représente une dépendance moins forte que dans le cas du modèle continu.

Pour que le modèle basé sur l'intégration verticale puisse être appliqué à un courant sortant de nature tridimensionnelle, il faut faire une supposition relative à la friction sous la glace. Cette supposition consiste à considérer que la friction n'a un effet que sur la composante longitudinale du courant et qu'on peut évaluer cette friction en multipliant la vitesse à la surface par un coefficient de friction linéaire, Υ, dont les dimensions sont celles de la vitesse. Pour simplifier, on néglige l'advection. Ces simplifications permettent de

formuler les équations tridimensionnelles comme suit :

$$-fv = \frac{1}{\rho_D} \frac{\partial P}{\partial x} - g \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \tau xz}{\partial z} \tag{7}$$

$$fu = \frac{1}{\rho_D} \frac{\partial P}{\partial y} - g \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \tag{8}$$

Si l'on résout les intégrales en recourant à l'analyse précédente du gradient de pression barotrope [équation (5b)] et en utilisant la composante u à la surface tirée de l'équation précédente, on obtient :

$$f \frac{\partial \Psi}{\partial y} = - \frac{q\varepsilon h}{3} \frac{\partial h}{\partial y} \tag{9}$$

$$f \frac{\partial \Psi}{\partial x} = - \frac{q\varepsilon h}{3} \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{\gamma}{f} \frac{q\varepsilon}{2} \frac{\partial h}{\partial y} \tag{10}$$

où f est le paramètre de Coriolis. On introduit la fonction de courant intégrée verticalement de telle sorte que

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \quad V = - \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

où $U = \int_{-h}^0 udz$ et de même pour V. En termes de coordonnées polaires, les équations (9) et (10) deviennent

$$f \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = - \frac{q\varepsilon}{6} \frac{\partial (h^2)}{\partial \theta} \tag{11}$$

$$f \frac{\partial \Psi}{\partial r} = - \frac{q\varepsilon}{6} \frac{\partial (h^2)}{\partial r} - \frac{\gamma}{f} \frac{q\varepsilon}{2r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \tag{12}$$

$$Ur = \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \; ; \quad U_\theta = - \frac{\partial \Psi}{\partial r}$$

Si l'on résout l'intégrale de l'équation (11) pour un canal en pointe de tarte (figure 29), de $\theta = 0$ à θ, on obtient l'expression

suivante formulée en fonction du débit sortant global, Q,

$$fQ = -\frac{g\varepsilon}{6}(h_1^2 - h_0^2) \tag{13}$$

Quand $h_0 < \sqrt{6fQ/(g\varepsilon)}$ comme c'est probablement le cas ici, l'équation (13) montre que la couche soutirée ne traverse pas le canal. Il est évident que la profondeur de la couche du côté droit du canal, dans la direction du courant, est supérieure à sa profondeur du côté gauche. Le long des côtés du canal $\partial\psi/\partial r = 0$ de telle sorte que l'équation (12) devient

$$\frac{\partial(h^2)}{\partial r} = -\frac{3\gamma}{fr}\frac{\partial h}{\partial \theta} \tag{14}$$

Comme il doit y avoir continuité, les équations (11) et (12) donnent $\partial^2 h/\partial\theta^2 = 0$, ce qui implique que $\partial h/\partial\theta$ est une fonction de r, disons $\alpha(r)$, qui selon l'équation prend la forme

$$\alpha = -\frac{h_0}{\theta_1}\left(1 - \sqrt{1-6fQ/(h_0^2\ g\varepsilon)}\right)$$

ou, si l'on fait une approximation si $6fQ < (h_o^2 g\varepsilon)$

$$\alpha \simeq -\frac{3fQ}{g\varepsilon\ h_0\theta_1}$$

À partir de cette approximation, nous pouvons maintenant intégrer l'équation (14) le long de la limite droite du canal

$$h_0^3 - D^3 = \frac{27\gamma\ Q\ \ln\ (r/r_D)}{g\varepsilon\ \theta_1}$$

où D est la profondeur de la couche soutirée à une distance r^D du dégorgeoir. L'équation (13) permet de calculer h_1. Dans le cas où la

couche soutirée remplit le canal mais où $h_o=\sqrt{6fQ/(g\varepsilon)}$, l'équation (14) doit être intégrée de façon numérique.

Cette solution présente les caractéristiques suivantes : la vitesse transversale est de zéro dans toute la section; le transport longitudinal est uniforme sur toute la longueur du canal; la profondeur varie de façon linéaire et donc la vitesse du courant du côté gauche doit être supérieure pour compenser; et enfin, plus l'angle θ_1 du secteur est grand, plus le rayon r_D est petit. La rotation n'a pas d'effet sur l'épaisseur du courant sortant, au moins quand le débit de ce courant est faible ou quand la stratification est peu dévelopée ($h_o > \sqrt{6fQ/(g\varepsilon)}$. La théorie laisse entendre qu'il est impossible, dans le cas des lacs du cours supérieur, que le courant sortant occupe toute la largeur du lac parce que le débit est trop important. Le lac Marsh en est probablement un exemple : le courant de gauche le long de la rive sud-ouest circule dans la direction du contre-courant (figures 11 et 12). L'inclinaison transversale des couches d'eau dans le canal augmente en direction du dégorgeoir.

Même si les expériences de laboratoire de Monismith et Maxworthy (1988) étaient conçues pour examiner l'accélération d'un écoulement stratifié subissant l'effet d'une rotation de l'état de repos jusqu'à un régime permanent et que la couche supérieure était abaissée, il est intéressant de comparer leurs résultats avec la théorie présentée ci-haut. Ils ont observé que le courant sortant était concentré du côté gauche et qu'il décroissait de façon linéaire vers le mur opposé. Le courant décroît de la gauche vers la droite même quand l'inclinaison transversale des couches d'eau est faible. Cette décroissance du courant dans le plan horizontal implique, suivant l'équation de vent thermique, que les surfaces isopycnes de la couche soutirée ne sont pas droites mais s'incurvent vers le haut près de la rive. Le cisaillement horizontal dans le courant sortant pourraient ainsi expliquer la forme concave des transects détaillés de température et de conductivité présentés à l'annexe E de l'article de Carmack et coll. (1987).

À cause du courant plus puissant circulant du côté gauche du canal et à cause des températures plus élevées dues à la réduction de la profondeur de la couche soutirée de ce côté, l'effet principal de la rotation de la terre consiste en l'augmentation des transferts de chaleur sensible du côté gauche près de la sortie. Cette conclusion concorde avec la distribution des flux de chaleur et des épaisseurs de glace (figures 22 et 26). De plus, puisque la profondeur de la couche soutirée est supérieure du côté droit du canal, celle-ci devrait croiser le fond, de ce côté, à une plus grande distance du dégorgeoir que de l'autre côté si le fond s'élève plus rapidement que h. La figure 29 montre un cas hypothétique d'interaction entre la couche soutirée et le fond du lac dans une région en forme de pointe de tarte où le fond a une pente linéaire. On a appelé région I l'endroit où la colonne d'eau a une profondeur supérieure à celle de la couche soutirée. Les hypothèses établies précédemment ne valent pas dans le cas de la région II où la profondeur est inférieure à celle de la couche soutirée. Il n'y aura plus compensation du gradient de pression barotrope par le gradient barocline. La friction au niveau du fond du lac causée par le courant de fond résultant devra être prise en compte. L'interaction de la bathymétrie, de la rotation et de la baroclinicité a été baptisée l'effet JEBAR (joint effect of baroclinicity and bottom relief), (Csanady, 1985; Rattray, 1982). Puisque les solutions ne valent pas dans la région II où l'effet de l'inertie devrait prédominer, le fait de ne pas tenir compte de ces termes dans les équations (7) et (8) se trouve justifié.

Il ne semble pas que le traitement diagnostique simple de l'effet JEBAR peut être appliqué étant donné que le défaut de densité dans la région II est inconnu. Cependant, l'effet de la friction au niveau du fond du côté droit du canal devrait faire en sorte que le courant tende à ralentir davantage et que le débit se concentre encore plus du côté gauche. Aussi, en présence d'un fond présentant une pente dans le plan transversal, l'effet JEBAR aura sur le fluide, au niveau des rives, un effet de torsion qui entraînera l'eau vers le milieu du canal. Cela pourrait expliquer pourquoi la friction ne peut à elle seule expliquer le fait que le courant est faible dans les portions latérales peu profondes du lac, comme il a été déjà mentionné précédemment.

Écoulement hydrique

Modèle diagnostique tridimensionnel de l'écoulement hydrique sous la glace avec friction

Dans les calculs précédents portant sur le flux de chaleur à travers une section du lac, l'équation de vent thermique a été combinée aux données fournies par les drogues et recueillies à une profondeur donnée de la colonne d'eau pour calculer le champ de courant. Ces calculs ont été comparés, pour en vérifier la validité, avec les taux de transport connus traversant les sections. Il serait souhaitable d'être en mesure de déduire le champ de courant sans recourir aux drogues ou aux données fournies par un courantomètre, mais à partir des données de température et de la contrainte connue relative au volume d'eau traversant chaque section. On présente ici à grands traits une méthode diagnostique permettant de déduire la circulation permanente tridimensionnelle à partir du champ de densité et du courant fluvial. On appliquera ensuite cette méthode au lac Tagish et les courants ainsi obtenus seront comparés aux observations faites sur le terrain.

Les équations de mouvement relatives à ce problème sont identiques aux équations (7) et (8) mais la contrainte de cisaillement interne est maintenant représentée de façon plus précise suivant la dynamique de Ekman. Puisque les solutions de Ekman s'appliquant dans le cas d'un couvert de glace de surface ne semblent pas avoir été rapportées dans les publications scientifiques, elles sont présentées par souci de commodité à l'annexe II.

Puisque la viscosité cinétique verticale est probablement de l'ordre de 10^{-4} m^2/s ou moins sous le couvert de glace, l'épaisseur de la couche limite de Ekman correspondante, $\sqrt{2\nu/f} = 1/\alpha$, est beaucoup plus petite que la profondeur de l'eau de telle sorte que les contraintes de surface, τ_{sx} et τ_{sy} peuvent être formulées de façon approximative par les expressions suivantes (Annexe B) :

$$\tau_{sx} = \frac{\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y}\right)_{z=0}$$

$$\tau_{sy} = \frac{\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}\right)_{z=0}$$

et, de la même manière, en ce qui concerne les contraintes au niveau du fond, τ_{bx} et τ_{by} à une profondeur $z = -H$

$$\tau_{bx} = -\frac{\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y}\right)_{z=-H}$$

$$\tau_{by} = -\frac{\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial P}{\partial y} - \frac{\partial P}{\partial x}\right)_{z=-H}$$

où P représente la pression totale $P = g(\eta\rho_0 + \int_{-h}^{0}\rho dz)$ et η représente la hauteur de la surface libre par rapport à la surface non perturbée.

Les équations (7) et (8), intégrées suivant la profondeur totale, H, donnent :

$$-fV = -gH\frac{\partial\eta}{\partial x} - H\int_{-H}^{0}\left(1 - \frac{z}{H}\right)\frac{\partial\rho}{\partial x}\,dz + \frac{q}{\alpha}\left(\frac{\partial\eta}{\partial x} + \frac{q\partial\eta}{\alpha\partial y}\right)$$

$$+ \frac{q}{\rho_0 2\alpha}\int_{-H}^{0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial x} + \frac{\partial\rho}{\partial y}\right)dz$$

$$-fU = -gH\frac{\partial\eta}{\partial y} - H\int_{-H}^{0}\left(1 - \frac{z}{H}\right)\frac{\partial\rho}{\partial y}\,dz + \frac{q}{\alpha}\left(\frac{\partial\eta}{\partial y} - \frac{\partial\eta}{\partial x}\right)$$

$$+ \frac{q}{\rho_0 2\alpha}\int_{-H}^{0}\left(\frac{\partial\rho}{\partial y} - \frac{\partial\rho}{\partial x}\right)dz$$

où U et V sont les composantes du transport intégrées verticalement.

Il est à noter que ces équations sont identiques à la forme approchée du problème de Ekman pour une densité uniforme, un problème

bien connu qui a été résolu par Hamblin (1976) à l'aide de la méthode des éléments finis et de deux autres termes qui font tous les deux intervenir les intégrales verticales des gradients de densité horizontaux. Ces formules peuvent être introduites dans l'équation de continuité exprimée en termes d'éléments finis comme l'a fait Hamblin (1976),

$$\iint \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} U + \frac{\partial \phi}{\partial y} V \right) dA = - \int \phi \, U_N ds$$

où ϕ est une fonction de pondération et le terme du côté droit est une intégrale curviligne des contraintes exercées par le transport, U_N, au niveau de la limite perpendiculairement à celle-ci. Les transports inconnus U et V, peuvent être éliminés grâce aux relations ci-dessus, ce qui donnent

$$\iint gH \left(E \frac{\partial \eta}{\partial x} - F \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x} \, dxdy + \iint gH \left(F \frac{\partial \eta}{\partial x} + E \frac{\partial \eta}{\partial y} \right) \frac{\partial \phi}{\partial y} \, dxdy$$

$$= -\iint \frac{g}{\rho_o} \left\{ \frac{\partial \phi}{\partial x} \left[-H \int_{-H}^{0} \left(1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial \rho}{\partial y} \, dz + \frac{g}{2\alpha} \int_{-H}^{0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial y} - \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) dz \right] \right.$$

$$\left. + \frac{\partial \phi}{\partial y} \left[H \int_{-H}^{0} \left(1 - \frac{z}{H} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} \, dz - \frac{g}{2\alpha} \int_{-H}^{0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{\partial \rho}{\partial y} \right) dz \right] \right\} dxdy$$

$$- f \int \phi \, U_N \, ds$$

où $E = - \frac{1}{\alpha H}$; $F = \left(1 - \frac{1}{\alpha H} \right)$

Le champ inconnu de pression à la surface, η, peut être déterminé en fonction des termes de contrainte de la partie droite de l'équation ci-dessus à partir des données de terrain relatives au champ de densité et des courants entrants et sortants au niveau de la limite de la glace. Après avoir déterminé le champ de pression à la surface, le gradient de pression à chaque point de maille formant la grille d'éléments finis peut être déterminé par la résolution des équations

$$\iint \phi_m \phi_{n dA} = \iint \phi_m \frac{\partial \eta_n}{\partial x} \, dA \tag{15}$$

$$\iint \phi_m \phi_{1 dA} = \iint \phi_m \frac{\partial \eta_1}{\partial y} \, dA \tag{16}$$

pour ϕ_1. Dans les équations (15) et (16), ϕ_m est considéré comme une fonction quadratique tandis que le ϕ_n est cubique en ce qui concerne l'application à venir.

Une fois que les gradients de pression barotrope, c'est-à-dire les gradients de pression au niveau de la surface libre, sont connus, les équations (7) et (8) peuvent être résolues en fonction de la profondeur de manière à obtenir la distribution des vitesses à un point de maille donné. Les solutions approchées quand la viscosité cinétique verticale est faible ($H >> 1/\alpha$) sont

$$\begin{aligned} u = {} & \frac{g}{f}\frac{\partial n}{\partial y} - \frac{g}{f}\int_{-z}^{0} \frac{\partial \rho}{\partial y} \, dz + g \frac{e^{\alpha z}}{f} \cos(\alpha z) \frac{\partial \eta}{\partial y} - g \frac{e^{\alpha z}}{f} \sin(\alpha z) \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ & + \frac{g e^{-\alpha(z+H)}}{f} \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \int_{-H}^{0} \frac{\partial \rho}{\rho_0 \partial y} \, dz \right) \cos[\alpha(z+H)] \right. \\ & \left. - \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \int_{-H}^{0} \frac{\partial \rho}{\rho_0 \partial y} \, dz \right) \sin[\alpha(z+H)] \right\} \end{aligned} \tag{17}$$

$$\begin{aligned} v = {} & \frac{g}{f}\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{g}{f}\int_{-z}^{0} \frac{\partial \rho}{\partial x} \, dz - g \frac{e^{\alpha z}}{f} \cos(\alpha z) \frac{\partial \eta}{\partial x} + g \frac{e^{\alpha z}}{f} \sin(\alpha z) \frac{\partial \eta}{\partial y} \\ & - \frac{g e^{-\alpha(z+H)}}{f} \left\{ \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \int_{-H}^{0} \frac{\partial \rho}{\rho_0 \partial x} \, dz \right) \cos[\alpha(z+H)] \right. \\ & \left. + \left(\frac{\partial \eta}{\partial y} + \int_{-H}^{0} \frac{\partial \rho}{\rho_0 \partial y} \, dz \right) \sin[\alpha(z+H)] \right\} \end{aligned} \tag{18}$$

Il est à noter qu'en dehors des régions des couches limites de la surface et du fond, les termes exponentiels apparaissant dans les

équations ci-dessus sont petits et peuvent être négligés si la profondeur est beaucoup plus grande que l'épaisseur des couches limites.

Application du modèle tridimensionnel au lac Tagish

Un réseau de 24 triangles a été dressé dans la région couverte par les 20 stations d'échantillonnage du lac Tagish (figure 14). Les stations formaient les sommets des triangles. La grille a été étendue de façon à inclure les bords du lac et on a ajouté quatre points, deux en amont et deux en aval des stations d'échantillonnage. Au total, le réseau comprenait 52 triangles et 119 points nodaux.

Pour déterminer la contrainte due à la composante barocline du champ de pression, il faut d'abord calculer les gradients de densité horizontaux. Des équations similaires aux équations (15) et (16) peuvent être utilisées pour déterminer les gradients de densité horizontaux à chacun des points nodaux intérieurs, sites où les densités ont été déterminées, mais en ce qui a trait à la détermination du champ de densité, on a effectué une interpolation linéaire. Les gradients de densité ont été calculés avec un incrément de 2 m de profondeur en commençant à la surface. Les intégrales verticales des densités horizontales ont été ensuite évaluées suivant la méthode des trapèzes appliquée à des intervalles discrets de 2 m. Les gradients de densité en bordure du lac ont été extrapolés à partir des valeurs obtenues à l'intérieur. Pour ce faire, on a simplement donné à ces gradients la valeur obtenue au site d'échantillonnage le plus proche.

Enfin, le courant entrant a été délimité par deux points situés dans le lac sur la bordure au sud de la ligne 12–14 et le courant sortant correspondant, dont le débit est de 140 m^3/s, par deux points intérieurs au nord de la ligne 11–13. On a posé que la viscosité cinétique verticale était de 1 cm^2/s et que le paramètre f avait une valeur de $1.27 \times 10^{-4}/s$ tout le long de cette étude. La profondeur d'Ekman, α-1, qui en résulte est de 1.25 m. Les résultats du modèle sont présentés ci-dessous.

Premièrement, le champ de pression barotrope en fonction du déplacement de la surface en l'absence de gradients de densité a été comparé avec la surface libre calculée à partir du débit entrant et avec les champs de densité mesurés et extrapolés. Il semble évident d'après la figure 31a que sous le seul effet du courant entrant et de la

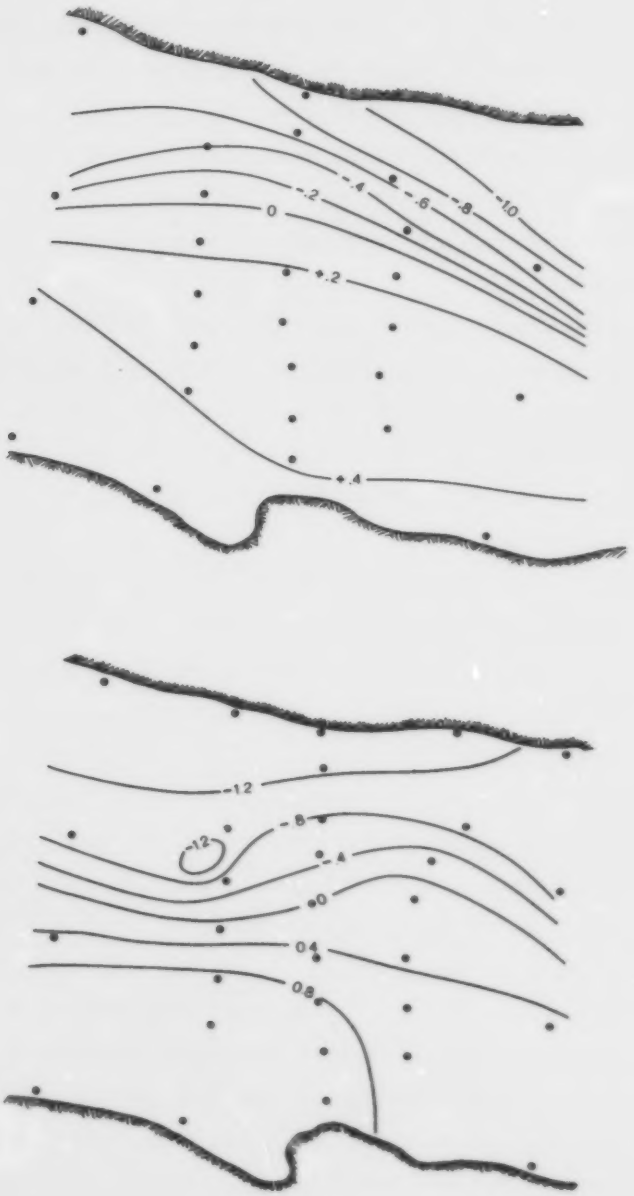


Figure 31. Déplacement du niveau d'eau de surface basé sur le modèle diagnostique, lac Tagish.

friction, la composante est du gradient de pression tend à être concentrée le long de la rive ouest tandis que la stratification fait en sorte que le gradient n'est pas défini de façon aussi nette comme l'indique la figure 31b. De plus, la composante transversale de pression est environ deux fois plus importante que celle trouvée dans le cas où il y a uniformité horizontale. Ce résultat est conforme aux observations (figures 18 à 20) qui montrent que c'est seulement l'eau de la partie supérieure de la colonne d'eau qui circule vers le nord et non pas l'eau de toute la colonne d'eau comme c'est le cas si l'on considère que le champ de densité est uniforme dans le plan horizontal. Ainsi, les gradients de pression doivent être plus importants étant donné l'effet compensatoire des gradients de densité horizontaux.

La composante du courant qui circule vers le nord calculée à partir de l'équation (18) est représentée à la figure 32 au niveau de la section transversale centrale et de la section située au nord. Si l'on tient compte du fait que le courant est calculé aux stations plutôt qu'entre les stations, comme c'est le cas dans la méthode du vent thermique (figures 18 à 20), la méthode inverse décrite ici donne, si l'on compare à la méthode directe, des résultats satisfaisants, en particulier au niveau de la ligne centrale. Le jet de courant circulant vers le nord et centré à une profondeur de 2 à 3 m à la station 5 est même plus puissant suivant la méthode inverse tout comme le faible courant de retour circulant en profondeur. Au niveau de la ligne située au nord (Figure 32b), le jet circulant vers le nord est plus puissant et est compensé par un courant de retour circulant vers le sud le long de la rive est, ce qui ne correspond pas à la distribution obtenue à l'aide de la méthode directe. Les transports moyens au niveau des sections transversales sont de 145 m^3/s au niveau de la ligne centrale, 122 m^3/s au niveau de la ligne située au nord et 320 m^3/s au niveau de la ligne située au sud. L'erreur sur cette dernière valeur est grande à cause du gradient horizontal de pression de surface qui est prononcé aux stations 10 et 16 (figure 31b). Ce gradient fait en sorte que le courant circulant vers le nord en ces points est d'environ 5 cm/s. Le manque de correspondance entre les transports obtenus au niveau des lignes sud et nord démontre que l'extrapolation des gradients de pression est

problématique au-delà de la région d'échantillonnage étant donné que les gradients de densité supposés ont un effet sur ces transports. Pour appliquer avec succès cette méthode diagnostique, il faudrait probablement avoir plus que 20 stations d'échantillonnage à moins que les transports en dehors des limites soient mieux connus qu'au lac Tagish.

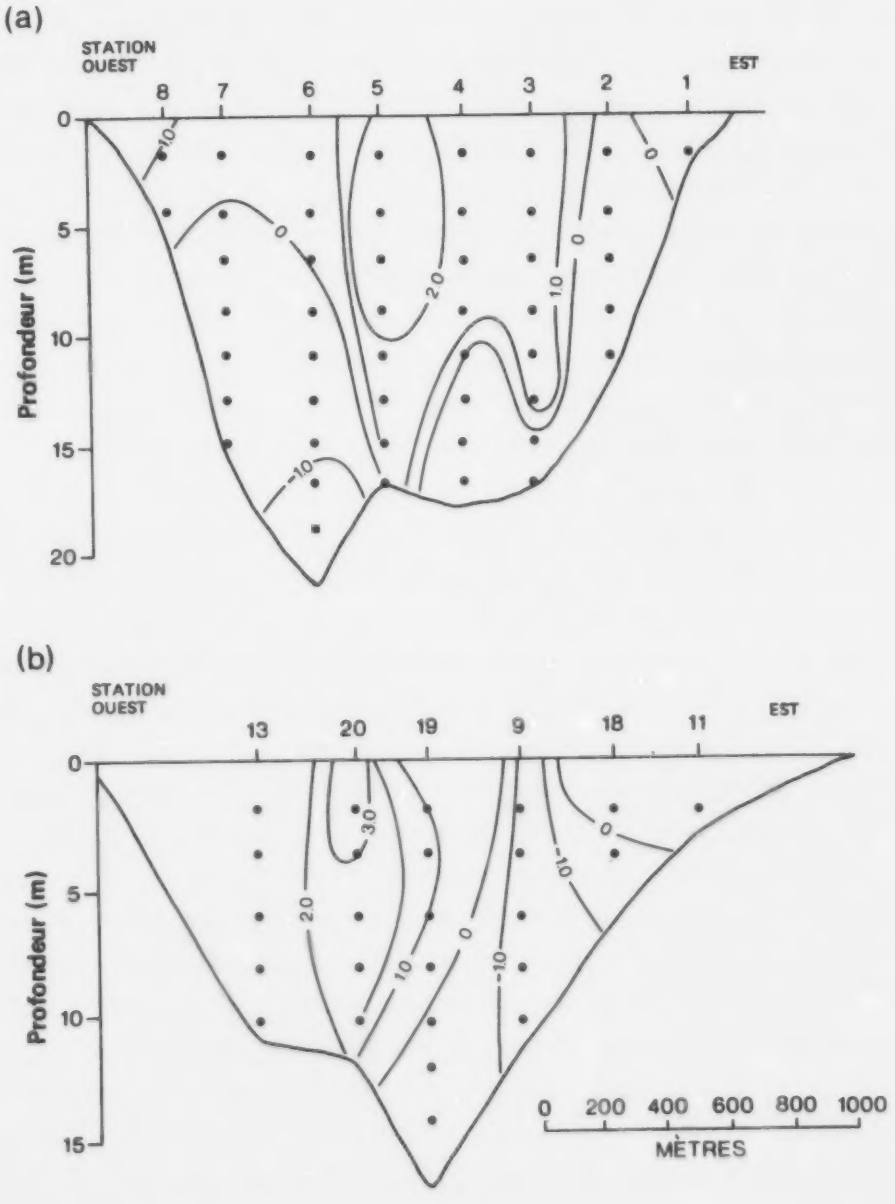


Figure 32. Composante de l'écoulement vers le nord (cm/s): lac Tagish a) stations 1-8, b) stations 13-11.

On pourrait préciser les transports de chaque côté des lignes 13–11 et 14–12 mais cette alternative engendrerait probablement autant d'erreurs que l'extrapolation des gradients de densité.

Mélange de l'écoulement fluvial à l'entrée du lac

Un problème essentiel qui apparaît lors de l'élaboration d'un projet de réservoir dans le Nord est celui de la longueur de la portion du cours d'eau libre de glace en aval du déversoir ou, en d'autres termes, celui du flux de chaleur en-dehors du réservoir. Les données de température apparaissant à la figure 8 et les sections similaires de l'annexe F de Carmack et coll. (1987) montrent que la température près de la sortie d'un lac est déterminée par le mélange des eaux près de l'entrée et que si la chaleur des couches profondes plus chaudes diffusent vers la couche d'eau qui traverse le lac, ce phénomène doit être étroitement contrebalancé par une perte de chaleur vers la glace sauf à proximité de la sortie.

À la suite d'une analyse du bilan thermique d'un lac norvégien couvert de glace, la lac Sperillen, Stigebrandt (1978) a conclu que le débit entrant est augmenté de 60 % par les phénomènes relatifs au mélange des eaux du cours d'eau avec celles du lac près de l'entrée du lac. Dans la présente étude, le débit du courant de retour dans le lac Marsh, estimé à partir de la figure 13, représente 50 % du débit du courant fluvial. De même, le débit du courant de retour dans le lac Tagish, calculé à partir des figures 18b et 19b, représente environ 30 % du débit du courant fluvial. Malheureusement, on ne dispose pas de données de courant en section transversale dans le cas du lac Laberge. Cependant, la figure 8 et les stations longitudinales de l'annexe F de Carmack et coll. (1979) montrent que l'isotherme qui sépare le courant fluvial de la masse d'eau principale du lac est l'isotherme de 0.8 °C. Le courant entrant, dont la température est de 0 °C, devrait subir une dilution de 20 % dans l'eau du lac, dont la température est de 2.5 °C (figure 8), pour que la température moyenne de l'eau soit de 0.4 °C. Heureusement, ce calcul sommaire sera ultérieurement amélioré grâce au modèle thermodynamique plus précis du lac Laberge.

En résumé, il semble que le mélange des eaux causé par le courant entrant dans le lac est moins important dans le cas des lacs de tête du fleuve Yukon que dans le cas du lac norvégien. Comme Stigebrandt (1978) l'a déjà fait remarqué, il est étonnant que le mélange des eaux à l'entrée soit faible étant donné que les nombres densimétriques de Froude sont relativement élevés dans ces lacs durant l'hiver. Il a aussi mentionné qu'on ne retrouve aucune estimation fiable du mélange des eaux à l'entrée dans les études publiées. L'auteur de cette étude a aussi fait une revue des documents relatifs à ce sujet et en arrive à la même conclusion. Dans ce qui suit, on examinera d'autres études plus récentes portant sur ce sujet.

Si on examine d'abord les documents portant sur la théorie du jet flottant, les études numériques de Adams et coll. (1975) ont donné quelques résultats qui recoupent les observations empiriques. Leurs solutions montrent que le courant entrant descend rapidement en profondeur jusqu'à une profondeur maximale. À partir des données relatives au courant entrant (U_0 = 0.6 m/s, g^1 = 5.4 x 10^{-4} m s^{-2}, et h_0 = 2 m) Carmack et coll. (1987), la théorie du jet donne une profondeur maximale de 80 m et un taux de dilution de 13, toutes deux des valeurs beaucoup trop grandes qui ne correspondent pas à la réalité. La formule empirique de dilution du courant entrant de Jirka et Watanabe (1980), qui est similaire à celle d'Adams et coll. (1975) donne un facteur de dilution du courant entrant d'environ 8 d'après les données recueillies au lac Laberge.

La théorie du jet flottant ne tient pas compte de la relation existant entre la distribution des densités dans le jet dans la région du lac éloignée du tributaire et les conditions existant en amont. Dans une étude importante, Wilkinson et Wood (1971) ont montré, grâce à des analyses et des mesures en laboratoire, comment le taux de dilution du courant entrant est lié aux conditions existantes en amont. En effet, les conditions de courant en amont entraînent la formation d'un courant qui descend abruptement, phénomène connu sous le nom de ressaut de densité ou, de façon moins précise, de ressaut hydraulique interne. Quand l'épaisseur de la couche du courant sortant s'accroît et que le

ressaut se rapproche du tributaire, la longueur de la région de l'écoulement torrentiel entre l'exutoire et le ressaut, et par conséquent le taux de dilution du courant entrant, décroissent. L'analyse bidimensionnelle de Wilkinson et Wood prédit un ressaut hydraulique entraînant une descente de l'eau d'une profondeur de 2 m jusqu'à une profondeur de 45 m. Cette valeur est plus proche de celle de la profondeur maximale observée, qui est de 10 m, mais est encore trop élevée.

La question du mélange des eaux du tributaire avec celles du lac sera ici examinée de façon plus détaillée. Si l'on se réfère en premier lieu à la théorie bidimensionnelle récente de Baddour (1987), il appert que le taux de dilution du courant fluvial peut être prédit dans certaines conditions. Baddour décrit la zone de mélange située entre le tributaire et le courant intérieur et qui peut se comporter de quatre façons différentes selon les caractéristiques du ressaut hydraulique interne. Si l'on considère que le courant entrant du lac Laberge a une profondeur de 2 m, une largeur uniforme de 200 m, un débit de 140 m^3/s (Carmack et coll. 1987), et si le lac a une profondeur de 100 m et que des nombres densimétriques de Froude variant de 11 à 14 près de l'entrée dépendent de la structure de densité considérée, alors le courant entrant torrentiel à un écoulement fluvial à une profondeur de 34 à 46 m d'après l'équation de la zone de mélange de Baddour (9). Un facteur de dilution s'appliquant à la zone de mélange intervient dans la théorie. Dans le cas présent, on a posé un facteur de dilution de 1.4. Quand les paramètres ont des valeurs de cet ordre, il ne devrait pas y avoir dilution au niveau des profondeurs sous-critiques ou profondeurs conjuguées stables. Quand le nombre de Froude est de 11, les profondeurs conjuguées sont de 34 à 36 m et le facteur de dilution est de 10 % à 90 %. Puisque la profondeur des courants fluviaux prédite par la théorie bidimensionnelle est supérieure à la profondeur de la couche du courant fluvial prédite et observée à l'extrémité du lac située en aval et qui est d'environ 10 m, la zone de mélange peut être caractérisée comme une zone de type C, c'est-à-dire dont l'instabilité est tributaire de la partie d'aval. D'après les expériences de laboratoire de Baddour (1987), ce régime montre un gradient prononcé au niveau de l'interface dans la

zone de mélange, ou point de contrôle virtuel (d'une valeur infinie à la profondeur critique de 16.4 m) puisque l'interface s'étend sur toute la zone allant de l'écoulement torrentiel à l'écoulement fluvial. Il y aurait aussi de toute évidence recirculation du courant entrant. Ces deux caractéristiques se dégagent des données de terrain apparaissant à la figure 8 et à l'annexe F de l'article de Carmack et coll. (1987) qui montrent que les isoplèthes de conductivité et de température semblent s'incurver vers le bas jusqu'à une profondeur conjuguée d'environ 25 m à partir de l'intérieur. Les isoplèthes de conductivité rapprochées laissent entendre qu'il y a recirculation du courant entrant. Puisque l'interface du courant fluvial ne croise pas la zone de mélange, il n'est pas possible dans ce cas de prédire le facteur de dilution. Il a été établi, dans cette analyse, à l'aide des mesures prises sur le terrain. À partir du nombre de Froude du courant entrant, Baddour, a calculé la limite supérieure pour un mélange optimal des eaux, qui dans ce cas correspond à un facteur de trois. Même si la théorie bidimensionnelle fournit des indications en ce qui a trait au mélange des eaux au niveau de l'entrée du lac, le fait de supposer une largeur uniforme limite la validité des résultats.

On a appliqué l'équation de ressaut hydraulique interne radial de Lee et Jirka (1981) au courant entrant du lac Laberge de manière à tenir compte de la diffusion du courant entrant. Dans ce cas, la distance à laquelle le ressaut commence a été fixée à 60 % de la profondeur totale d'après les expériences de Lee et Jirka. On a posé une profondeur de 100 m.

D'après l'équation (34) de ces auteurs, la profondeur conjuguée à celle de 2 m est de 16.4 m, profondeur qui est encore supérieure à l'épaisseur du courant fluvial de 8 m observée au lac Laberge. Ainsi, le régime de mélange des eaux au niveau de l'entrée est aussi instable selon la théorie tridimensionnelle. Cependant, puisque la profondeur conjuguée se rapproche beaucoup plus de la profondeur du courant fluvial obtenue avec la théorie tridimensionnelle, on peut penser qu'il suffirait d'une baisse relativement faible du débit entrant pour qu'il y ait mélange optimal comme dans le cas du modèle bidimensionnel. En résumé, la

théorie de Baddour (1987) et de Lee et Jirka (1981) permet d'expliquer d'une autre manière le fait que la dilution observée du courant entrant est relativement peu importante. Le courant entrant ne peut pas être considéré simplement comme un jet flottant se déversant dans un réservoir de grandeur infinie. Il s'avère nécessaire de prendre en compte l'interaction du courant entrant avec le courant sortant situé en aval à l'extrémité du lac. La théorie laisse entendre que les taux de dilution du courant entrant pourraient décroître s'il y avait augmentation du débit entrant à la suite d'un renversement de l'hydrogramme. Les expériences de laboratoire de Leong (1988) portant sur le courant entrant semblent confirmer que la dilution diminue quand le nombre de Froude du courant entrant croît.

La théorie et les résultats de laboratoire présentés ci-dessus s'appliquent seulement dans le cas d'une stratification en deux couches tandis que les données de terrain montrent clairement la présence d'une stratification graduelle uniforme des densités dans les couches du courant entrant. Comme on ne dispose pas de repères théoriques ou d'études en laboratoire sur lesquels on pourrait s'appuyer, on peut supposer que la profondeur maximale correspond à un point de contrôle virtuel où la vitesse de l'onde interne est égale à la vitesse du courant entrant. Si le panache du courant entrant gagne de la profondeur à un taux constant, alors la longueur de la portion du panache où l'écoulement est torrentiel devrait varier en fonction des taux des profondeurs maximales ou en fonction des débits à la puissance un tiers. Il en découle qu'on peut obtenir une limite supérieure du taux de dilution puisque les profondeurs du courant entrant augmentent aussi avec le débit suivant la puissance 0.6 de ce débit. Il s'avère nécessaire de vérifier de façon expérimentale si la dilution augmente suivant la puissance un tiers du débit dans un fluide uniformément stratifié.

Modélisation thermique

Modélisation du régime thermique fluvial

Les températures quotidiennes du tributaire sont des données indispensables pour la création d'un modèle de simulation de la structure

thermique des lacs. On a donc installé dans le fleuve Yukon, près de l'entrée du lac Laberge (figure 1), une jauge permettant de mesurer la température de l'eau du fleuve. Durant certaines périodes, les données n'ont pu être prises parce que l'instrument de mesure a été défectueux ou parce que le niveau d'eau était à certaines moments très bas. On a créé un modèle de simulation de température du fleuve pour corriger cette discontinuité au sein de notre base de données.

La conservation de la chaleur dans une masse d'eau peut être exprimée en fonction de la température moyenne dans le plan transversal, T, suivant l'expression

$$\rho \, C_p \, Y \frac{dT}{dt} = Q_A + Q_B$$

où C_p est la chaleur spécifique de l'eau, Y la profondeur moyenne, t, le temps, et les termes relatifs aux sources de chaleur, Q_A et Q_B, sont respectivement le flux de chaleur atmosphérique et le flux de chaleur émanant du fond et des côtés du canal de la rivière. Puisque c'est ce tronçon du fleuve pris dans son ensemble qui nous intéresse, l'advection et la diffusion ont été négligées. On a réalisé un test préliminaire de sensibilité en utilisant des valeurs normalisées relatives à la conductivité thermique des sédiments déposés au fond et en posant que la température à 1 m de profondeur sous le fond du fleuve est de 8 °C. Ce test a révélé que le terme Q_B était négligeable, on l'a donc exclu du modèle.

L'énergie atmosphérique reçue, Q_A, comporte le rayonnement solaire, Q_{SW}, qui a été mesuré directement à la station météorologique; Q_{LW} ou le rayonnement infra-rouge reçu; Q_B, le rayonnement infra-rouge de grandes longueurs d'onde émis; Q_S, le flux de chaleur sensible entre l'air et la surface de l'eau; et Q_L, le flux de chaleur latente d'évaporation. Si l'on pose que l'énergie reçue constitue un flux positif, on a

$$Q_A = Q_{SW} + Q_{LW} - Q_B + Q_S + Q_L.$$

Puisque le rayonnement de courtes longueurs d'onde a été mesuré à une hauteur de 4 à 6 m au-dessus du sol, il est nécessaire de tenir compte des rayons solaires rasants qui sont bloqués par les rives et les arbres situés près du fleuve. D'après le rapport TVA (1972), le rayonnement solaire quotidien se trouve alors réduit de

$$\frac{hss \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin hss}{hs\delta \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \sin hs\delta}$$

où l'angle de déclinaison du soleil, δ, est exprimé en fonction des jours juliens, JD, suivant la formule

$$\delta = \frac{23.45 \pi \cos [2\pi(172-JD)/365]}{180}$$

où ϕ représente la latitude et $\cos hs\delta = - \sin \phi \sin \delta/(\cos \phi \cos \delta)$. Si l'on pose que l'élévation du soleil, α, au lever ou au coucher du soleil est de 20 °, alors le terme cos hss, qui est égal à $(\sin \alpha - \sin \phi \sin \delta)/(\cos \phi \cos \delta)$, est égal ou inférieur à 1. Si cos hss est supérieur à 1, le rayonnement solaire atteignant la surface de l'eau au lever du soleil est nul ce jour là. De plus, l'albédo de la surface de l'eau réduit de 3 % l'énergie solaire rayonnante absorbée par l'eau. Mason (1983) a aussi étudié les effets du blocage des rayons solaires sur le régime thermique des cours d'eau.

Le rayonnement infra-rouge, Q_{LW} n'a pas été mesuré mais a été calculé à partir des mesures de température de l'air, T_A, et des estimations de nébulosité suivant la formule de Swinbank (TVA, 1972):

$$Q_{LW} = 5.18 \times 10^{-13}(1 + 0.17 C^2) (273 + T_A) \text{ W/m}^2$$

Le degré de nébulosité, C, a été déterminé à partir de la mesure du rayonnement solaire et du rayonnement dans les conditions de ciel clair, Q_{SC}, à une latitude de 60 ° Nord suivant les tables météorologiques de la Smithsonian Institute. La formule utilisée est: $C^2 = (1 - Q_{SW}/Q_{SC})/0.65$. On a interpolé les valeurs estimées de Q_{SC} pour chaque jour à partir de huit données réparties à intervalles réguliers

sur toute l'année. De nouveau, on a utilisé la formule empirique ci-dessus tirée du rapport TVA (1972). La validité de cette formule pour les hautes latitudes sera examinée dans une section subséquente.

Le rayonnement infra-rouge émis, Q_B, est donné par

$$Q_B = 5.23 \times 10^{-8} (273 + T)^4 \ W/m^2$$

où T est la température simulée de l'eau.

Les flux de chaleur sensible et de chaleur latente d'évaporation ont été calculés suivant les formules habituelles sauf que l'on a choisi un coefficient d'insolation, C_s, de 2×10^{-3} au lieu de celui recommandé par Fischer et coll. (1979) et dont la valeur est de 1.5×10^{-3}.

Le débit quotidien du fleuve, Q, est connu mais la profondeur, Y, du fleuve n'est pas connue. Si l'on pose que le canal du fleuve est rectangulaire, la profondeur du fleuve peut être estimée à l'aide de la formule de Manning,

$$Q = K \, S^{1/2}$$

où la conductivité hydraulique, K, est donnée par

$$K = Y^{5/3} \, w/n$$

Étant donné que la pente du lit, S, la largeur du canal, w, et le coefficient n Manning sont inconnus, le terme F établissant une relation $Q = F \, Y^{5/3}$ entre le débit et la profondeur a été déterminé par optimisation. Pour ce faire, on a considéré la saison de l'année 1983 où il y avait le moins de glace sur le fleuve. La meilleure valeur de F que l'on a obtenue, 5.65 $m^{4/3}/s$, a donné une erreur quadratique moyenne globale de 1.00 °C entre les valeurs observées et les valeurs fournies par le modèle. Le modèle s'applique à partir du 12 avril 1983 au moment où la température de l'eau était de 0 °C et s'étend sur une période de 208 jours jusqu'au 6 novembre, date à laquelle la température de l'eau a atteint le point de congélation.

À partir de la valeur optimale de F, de la valeur moyenne de la pente du lit, 2×10^{-4}, et de la largeur du fleuve, 250 m, la meilleure valeur du coefficient n Manning est de 0.675 s $m^{1/3}$. Cette valeur, comparée à celles qui sont le plus souvent citées, est 20 fois supérieure à celle des autres cours d'eau. Cela est probablement ainsi parce qu'on ne connaissait pas les températures des eaux situées en amont et parce qu'il y a dans le bassin hydrographique d'autres lacs qui modifient le régime thermique. Cette conclusion est aussi corroborée par les profondeurs du fleuve obtenues variant entre 6 et 15.5 m, valeurs qui sont probablement trop élevées. Même si les résultats de ce modèle ne correspondent pas à la réalité, il est néanmoins possible de les utiliser pour calculer les températures manquantes des eaux du fleuve entrant dans le lac.

La figure 33 compare les températures du fleuve Yukon observées et simulées près du lac Laberge, en amont. Puisque la température de départ, le 10 juin, n'était pas connue, il a fallu l'estimer. Par approximations successives, on a déterminé la valeur de la température initiale de manière à ce que la courbe de températures rejoigne exactement la température observée le 10 juillet, date à partir de laquelle on possède des données de température de l'eau du fleuve. Il est à noter que ce modèle tend à surestimer les températures durant la première partie de la saison où la glace est absente et à les sous-estimer durant la deuxième partie de la saison. Cela est probablement dû à l'effet des lacs du cours supérieur sur le régime thermique du fleuve.

Évaluation des relations empiriques relatives
au rayonnement infra-rouge reçu

Il est nécessaire, pour mettre au point un modèle du régime thermique du lac Laberge, de déterminer sur une base quotidienne le champ de rayonnement infra-rouge reçu. De plus, puisque le degré de nébulosité est un des paramètres apparaissant dans les formules empiriques communément utilisées, il est nécessaire d'estimer ce paramètre à partir de mesures du rayonnement de courtes longueurs d'onde. On a tenu compte

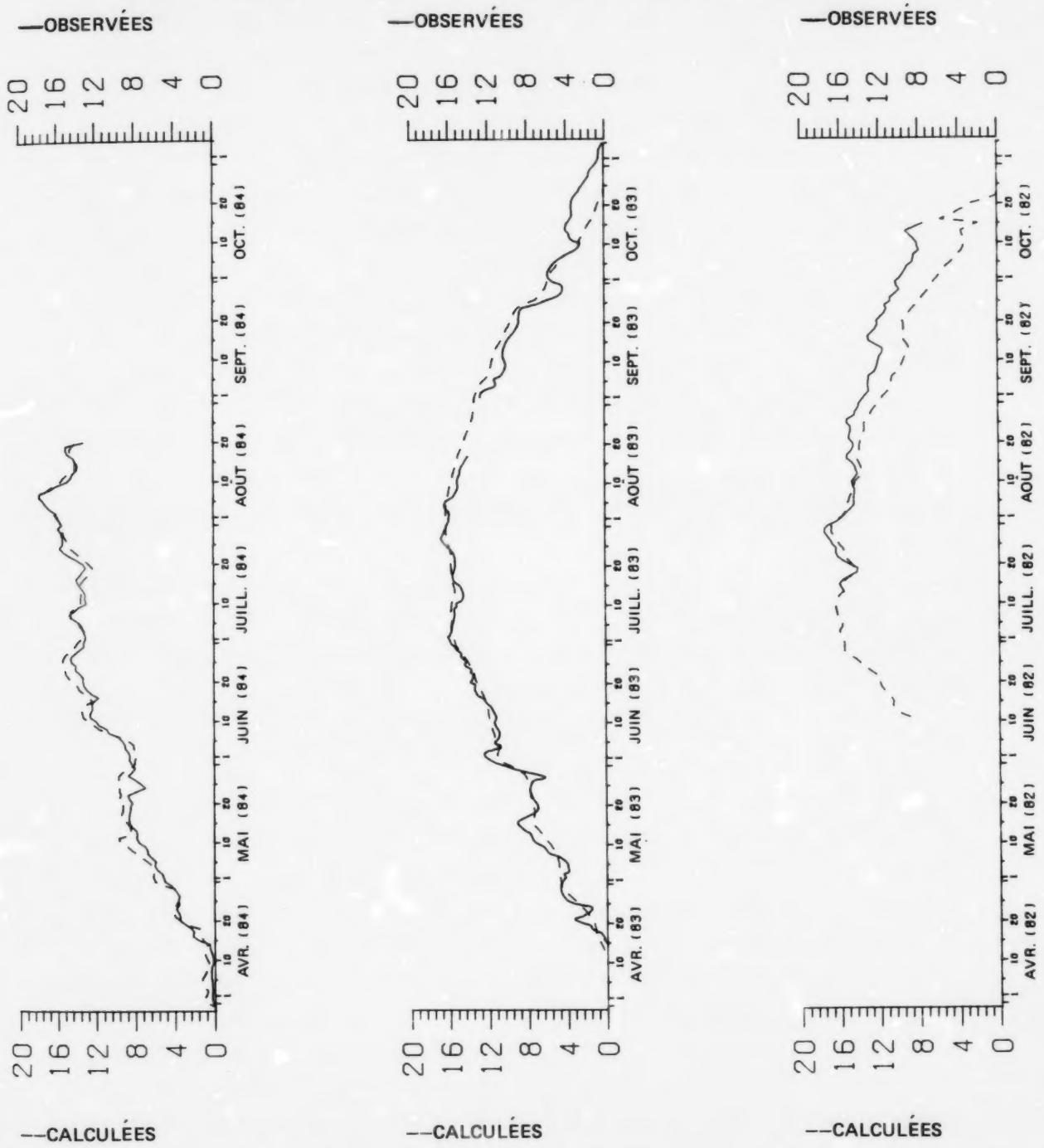


Figure 33. Température du fleuve Yukon mesurée et calculée durant la saison où il n'y a pas de glace, de juin 1982 à août 1984.

du rayonnement infra-rouge mesuré à Whitehorse, à environ 27 km de la station météorologique du lac Laberge, qui ne peut pas concorder exactement avec le rayonnement dans la région montagneuse du lac Laberge. La figure 34, où sont présentées les températures de l'air du 1er juin au 31 décembre 1982 mesurées à toutes les stations de la région étudiée, donne un exemple de la variabilité spatiale des conditions météorologiques quotidiennes dans cette région. Les températures mesurées à la station de Braeburn située près de l'extrémité nord du lac Laberge et celle de Takhini Ranch près de l'extrémité sud sont nettement plus basses que celles mesurées à Whitehorse. Les variations de températures sont beaucoup moins importantes dans les environs de Whitehorse. De même, la figure 35 montre que les précipitations, responsables de la formation de la couverture de neige sur le lac Laberge, ne sont pas les mêmes dans ces deux régions. Cependant, certains événements importants comme la période de pluie entre le 16 et le 23 octobre 1982 et la chute de neige du 2 décembre apparaissent dans les données des quatre stations.

On a comparé le degré de nébulosité observé, exprimé suivant son carré, C^2, avec les résultats obtenus avec la formule empirique normalisée du rapport TVA (1972),

$$C^2 = (1 - Q_{SW}/Q_{CS})/0.65$$

où Q_{CS} représente le rayonnement de courtes longueurs d'onde dans les conditions de ciel clair déterminé en fonction de la latitude, de la réduction atmosphérique et de la date suivant les tables météorologiques de la Smithsonian Institute. On a calculé le carré de la nébulosité pour plusieurs valeurs de réduction atmosphérique et comparé ces résultats aux données recueillies à Whitehorse. La meilleure concordance, à Whitehorse, a été obtenue quand la réduction atmosphérique est de 0.83 et les valeurs observées et calculées apparaissant à la figure 36a sont raisonnablement rapprochées, même durant l'hiver. D'un autre côté, la concordance entre les valeurs observées à Whitehorse et les valeurs calculées au lac Laberge (figure 36b) est similaire durant l'été mais est

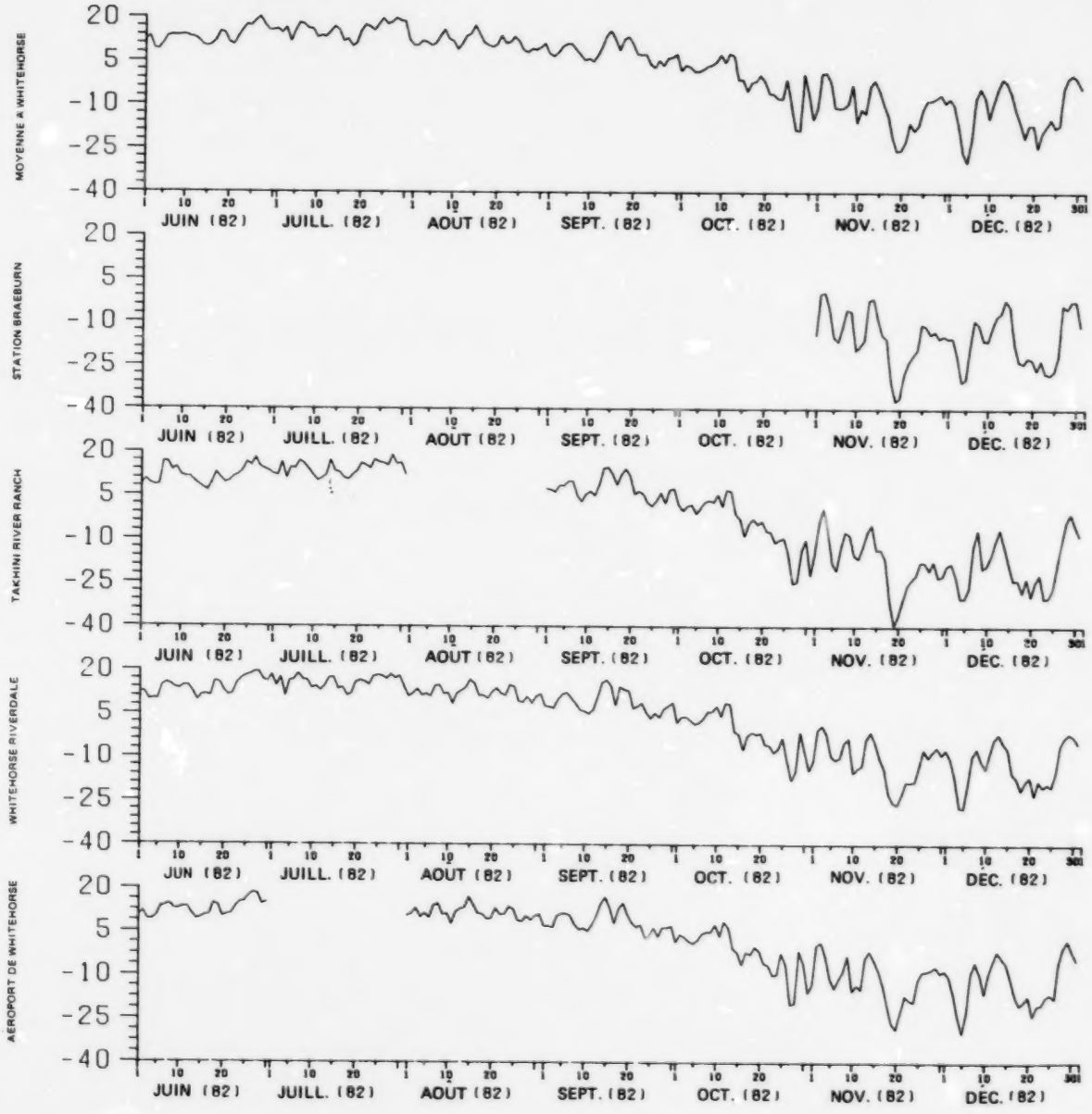


Figure 34. Moyennes journalières de la température de l'air dans la région de Whitehorse et du lac Labèrge.

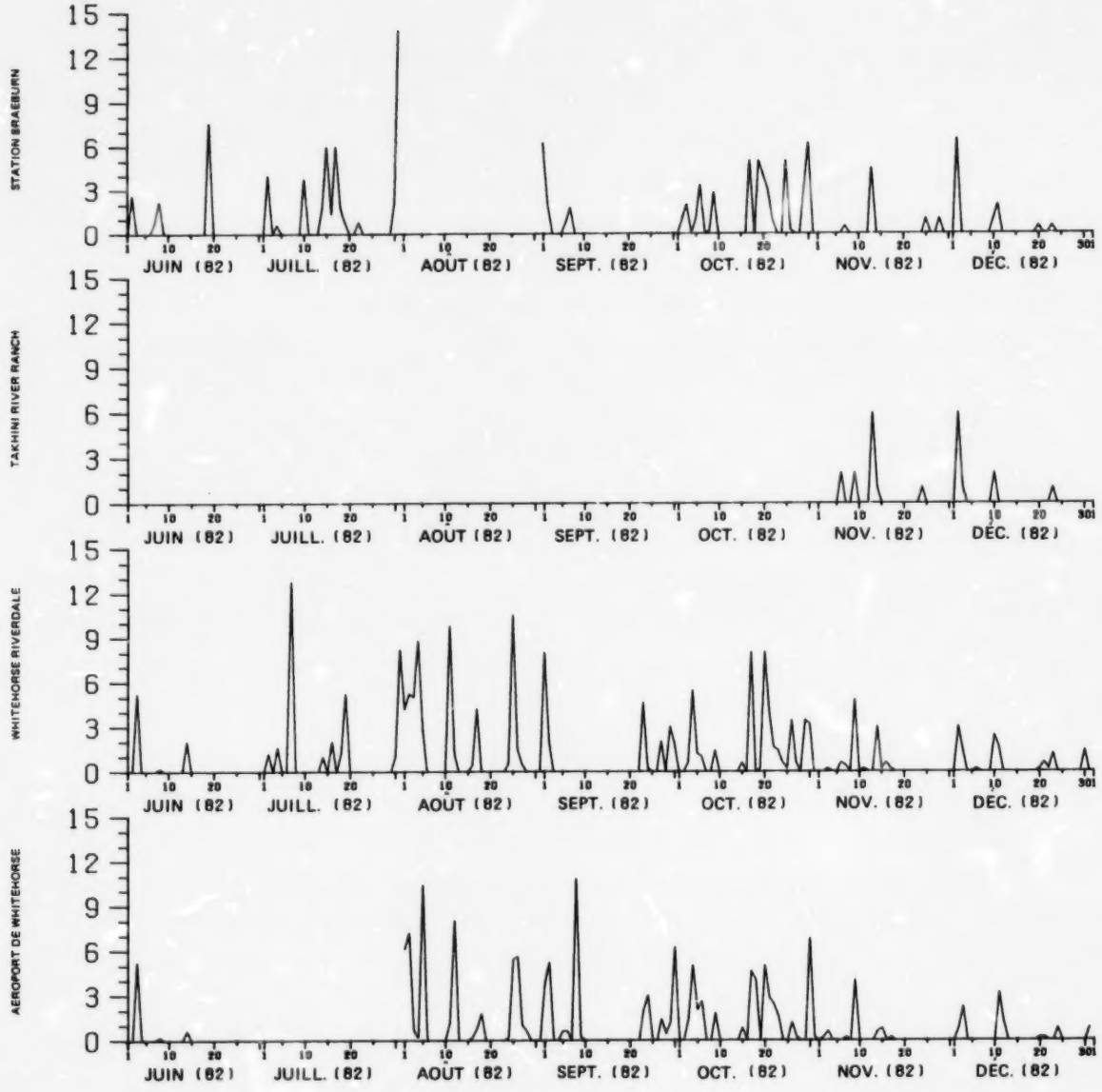


Figure 35. Précipitation (mm) dans les régions de Whitehorse et du lac Laberge, de juin à décembre 1982. Il manque les données de pluviosité de Takhini River Ranch, de juin à octobre.

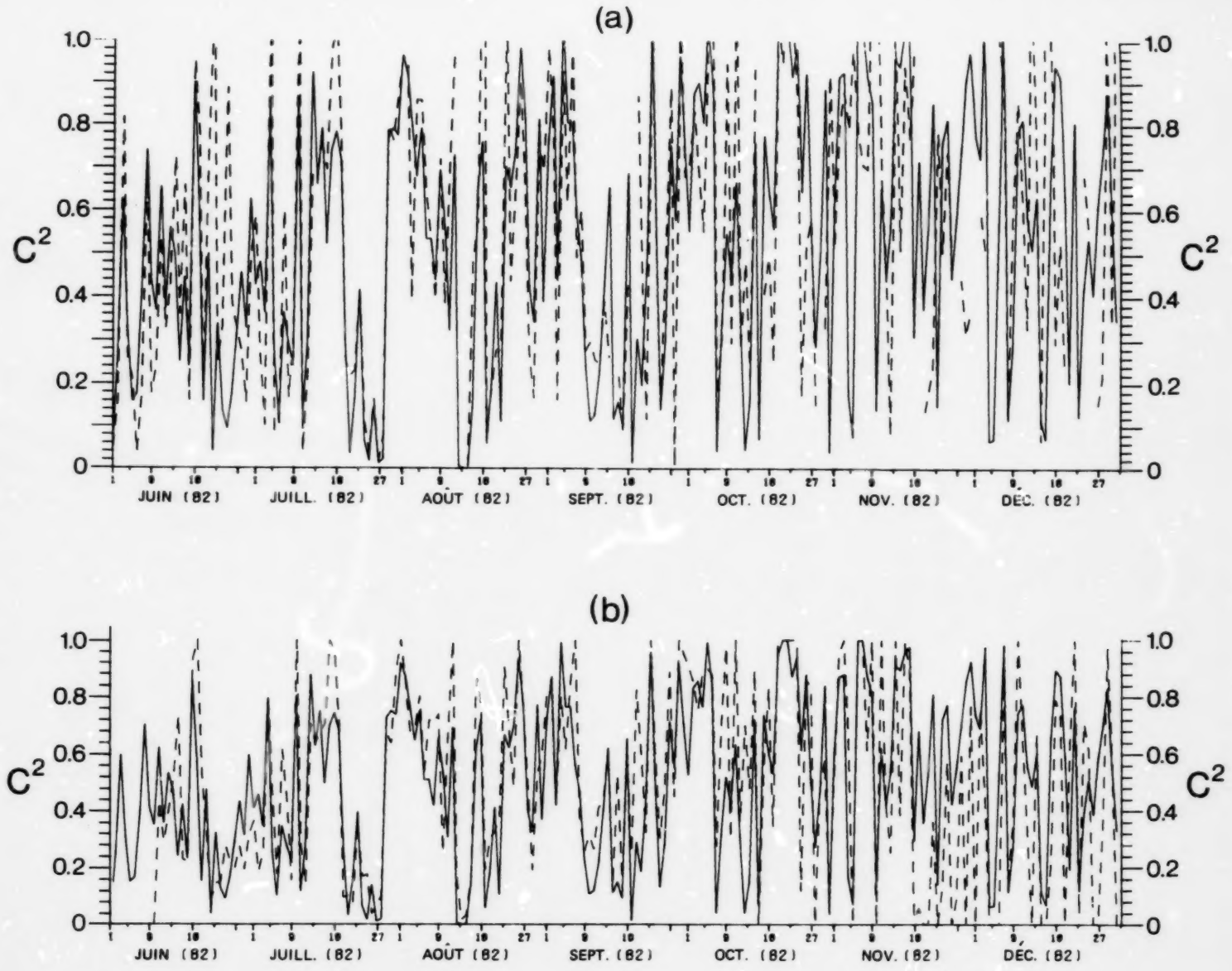


Figure 36. Comparaison des degrés de nébulosité quotidiens, exprimés au carré, mesurés (ligne continue) et calculés (ligne en tirets), de juin à décembre 1982: a) coefficient d'affaiblissement de 0.83 à Whitehorse dans les deux cas; b) coefficient d'affaiblissement de 0.85 mesuré à Whitehorse et calculé au lac Laberge.

faible durant l'hiver. La meilleure concordance ($R^2 = 0.7$) a été obtenue avec un coefficient de réduction de 0.85. Aussi, a-t-on augmenté la valeur du rayonnement sous condition de ciel clair du 22 décembre de 441 à 840 kJ(m^2d) de façon à ce qu'elles correspondent davantage à la valeur du rayonnement de courtes longueurs d'onde mesurée.

Le rayonnement infrarouge reçu à la station météorologique de l'aéroport de Whitehorse n'a pas été mesuré directement. Il a plutôt fallu l'estimer à chaque heure à partir du rayonnement net mesuré, du bilan du rayonnement de courtes longueurs d'onde et du rayonnement infra-rouge émis. Ces valeurs ont ensuite été additionnées de façon à obtenir les apports quotidiens. La séquence de ces apports a été calculée et représentée à la figure 37. Une fois le rayonnement infra-rouge reçu déterminé, il est possible d'évaluer des méthodes permettant d'estimer cette quantité. La nébulosité et la température de l'air sont les paramètres nécessaires à l'application de la formule empirique de Swinbank tandis que celle d'Anderson requiert aussi la pression de vapeur. Ces deux formules sont recommandées par le rapport TVA (1972). La figure 38 montre que la formule de Swinbank tend à surestimer le rayonnement reçu vers la fin du printemps et au début de l'été, mais pas autant que l'équation d'Anderson. Inversement, l'équation d'Anderson s'avère plus exacte d'octobre à décembre. Il est donc indiqué d'utiliser la loi de Swinbank quand la température moyenne quotidienne de l'air est au-dessus du point de congélation et celle d'Anderson quand les températures sont sous le point de congélation. La figure 39 montre qu'on arrive à une conclusion semblable quand on utilise les valeurs de nébulosité calculées empiriquement plutôt que les valeurs obtenues par mesures directes. Il est possible que la supériorité de la loi d'Anderson durant les périodes froides soit due à la pression de vapeur. L'apport en rayonnement infra-rouge dû au brouillard serait ainsi pris en compte grâce à l'inclusion de la pression de vapeur dans cette formule.

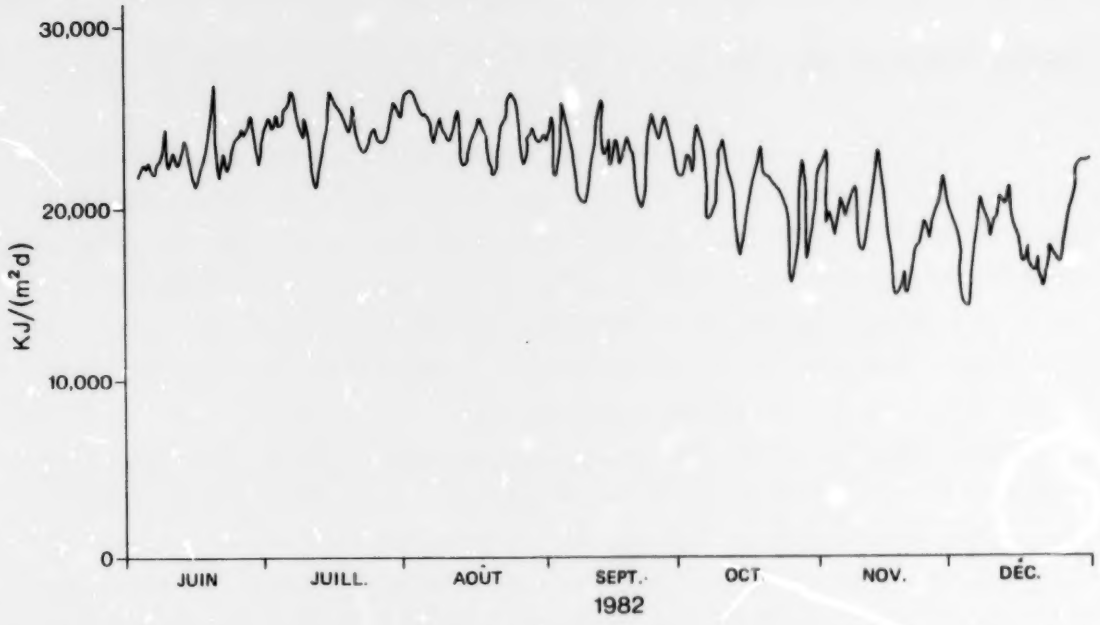


Figure 37. Rayonnement infrarouge quotidien reçu calculé à partir du rayonnement mesuré à Whitehorse de juin à décembre 1982.

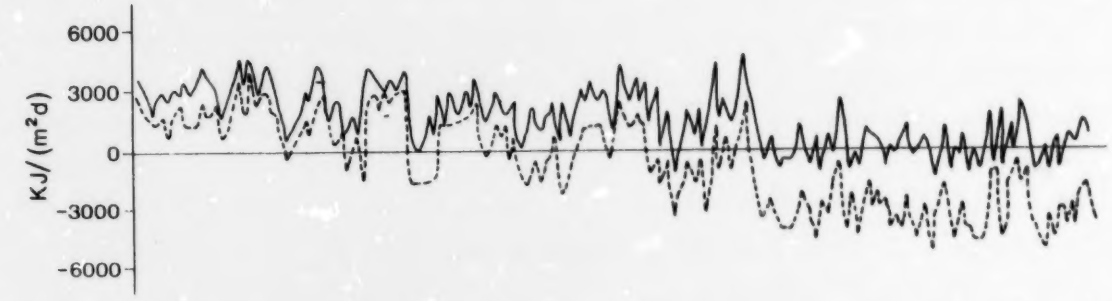


Figure 38. Rayonnement infrarouge quotidien reçu estimé moins le rayonnement observé suivant la formule d'Anderson (ligne continue) et la formule de Swinbank (ligne en tirets) à Whitehorse. La nébulosité a été mesurée directement.

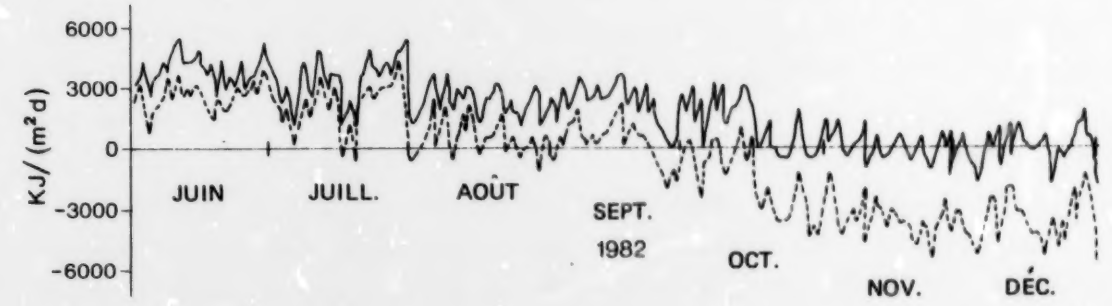


Figure 39. Comme la figure 38, mais la nébulosité a été estimée de façon empirique à partir du rayonnement solaire observé dans des conditions de ciel clair.

Modèle bidimensionnel du lac

Afin de mieux comprendre la dynamique du courant fluvial dans un lac stratifié couvert de glace, on a élaboré un modèle numérique bidimensionnel. Ce modèle a été solutionné pour une circulation permanente à partir de l'état de repos et suivant les conditions existant au lac Laberge. La figure 40 présente la température de la cavité, les conditions aux limites et les équations de mouvement non hydrostatiques sous une forme sans dimension. On trouve les détails relatifs à la méthode numérique dans la thèse de Marmoush (1985). La variable θ représente la température sans dimension donnée par l'équation $\theta = (T - 4.0)/(T_b - T_s)$ où T_b est la température du fond et T_s est la température à la surface, Ψ est une fonction de flux sans dimension, $\psi = h/q\ \psi^1$, où q est le débit par unité de largeur, Ω est la vorticité sans dimension, $\Omega = h^2/q\ \Omega'$, ρ est le temps sans dimension, $\tau = q/hl\ t'$, U et V sont les composantes de la vitesse horizontale sans dimension, respectivement $U = h/q\ U'$, $V = 1/q\ V'$, x, la coordonné horizontale, est exprimée comme une fraction de la longueur de la cavité l, et y, la coordonné verticale, a été graduée suivant h, la hauteur de la cavité. Dans les expressions précédentes, les quantités représentées par des lettres primes sont des quantités dimensionnelles. Quatre paramètres sans dimension apparaissent dans les équations de mouvement : le nombre de Froude du courant sortant (Fischer et coll., 1979), $F_r = q\sqrt{\Delta\rho/\rho gh^3}$, le nombre de Grashof, $g\Delta\rho h^3/(\rho K^2)$, où $\Delta\rho/\rho = 6.8 \times 10^{-6}\ (T_b - T_s)(8 - T_b - T_s)$, le nombre Prandtl, ν/κ, où ν représente la viscosité et κ représente la conductivité, et enfin le rapport hauteur/largeur, $A = h/l$. La fonction $f(\theta)$ apparaissant à la figure 40 est simplement θ^2, une approximation, suivant une relation quadratique, de la relation entre la température et la densité pour les températures froides. Les conditions aux limites au niveau des parois solides des côtés et de la surface couverte de glace sont les conditions aux limites types relatives à l'isolation et à l'absence de glissement. On a utilisé les recommandations de Roache (1972) pour spécifier les conditions aux limites à l'entrée et à la sortie. En ce qui a trait aux conditions aux limites à l'entrée, il s'est avéré nécessaire de spécifier la distribution de la fonction de flux dans le courant entrant pour prendre

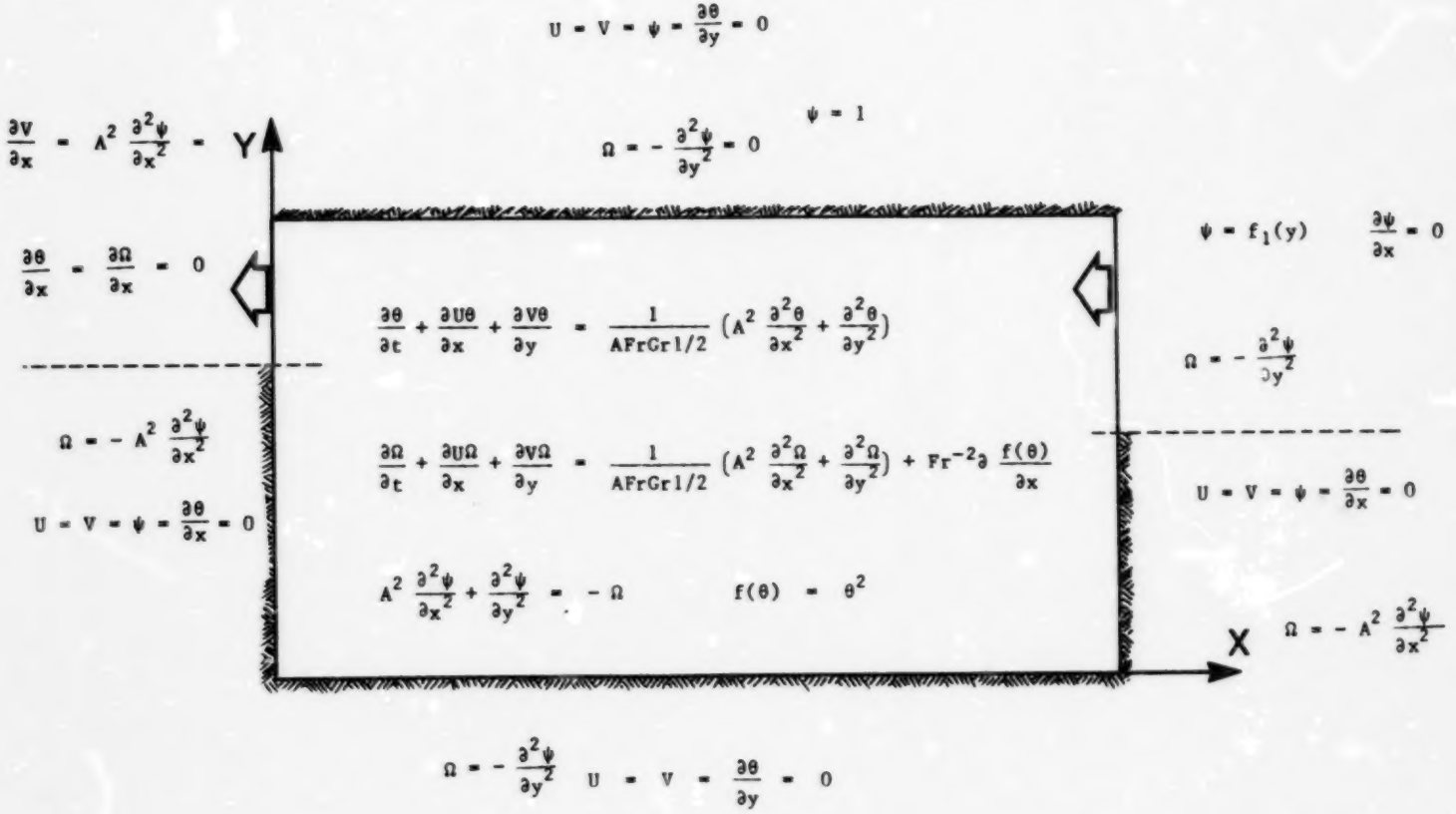


Figure 40. Diagramme schématique du modèle d'écoulement dans une cavité rectangulaire. Les équations de mouvement et les conditions aux limites sont indiquées ici et la notation est explicitée dans le texte.

en compte la stabilité. Le profil du courant entrant a été considéré comme étant parabolique suivant la fonction $f_1(y) = -16(y - 0.5)^3 + 12(y - 0.5)^2$. On a supposé que la distribution des températures dans le débit entrant reste identique à celle observée initialement. Le domaine consiste en une grille de 21 points dans le plan vertical et de 201 points dans le plan horizontal.

On a mené plusieurs tests visant à évaluer l'effet de diverses combinaisons de paramètres sans dimension sur les champs de courants et de températures. Il s'est avéré que c'est le nombre de Froude du courant entrant qui est le paramètre le plus important et que pour des F_r élevés, de l'ordre de 1, le courant entrant remplit la cavité de façon uniforme tandis que dans le cas de petits F_r, de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-3}, le courant entrant traverse la cavité près de la surface. Le test final visait à examiner le cas des paramètres sans dimension avec des valeurs correspondant aux conditions physiques existant au lac Laberge et des valeurs de diffusion tourbillonnaire et de viscosité cinématique fixées à 1×10^{-5} m^2/s. Pour fin de comparaison avec les résultats du modèle présentés à la figure 41, une section de température longitudinale établie d'après les données recueillies sur le terrain en mars 1983 est présentée à la figure 8.

Des solutions s'approchant du régime permanent relatives à la fonction de flux et au champ de température et réalisées après 1600 pas de temps, c'est-à-dire 105 jours après la période initiale, sont présentées à la figure 41. Les valeurs des paramètres sont : $Fr = 7.3 \times 10^{-4}$, $Pr = 1$, $A = 3.2 \times 10^{-3}$, et $Gr = 3.0 \times 10^3$. On a posé que la température initiale de la surface est de 0.3 °C, celle du fond de 2.3 °C et que la température intermédiaire varie uniformément entre ces limites. Il y a une similitude entre les distributions des vitesses et des températures, particulièrement à proximité de la sortie dans le cas du régime caractérisé par un nombre de Froude peu élevé à la sortie. Cette constatation vient corroborer l'hypothèse adoptée dans l'analyse des données de température du lac Marsh selon laquelle il est possible de

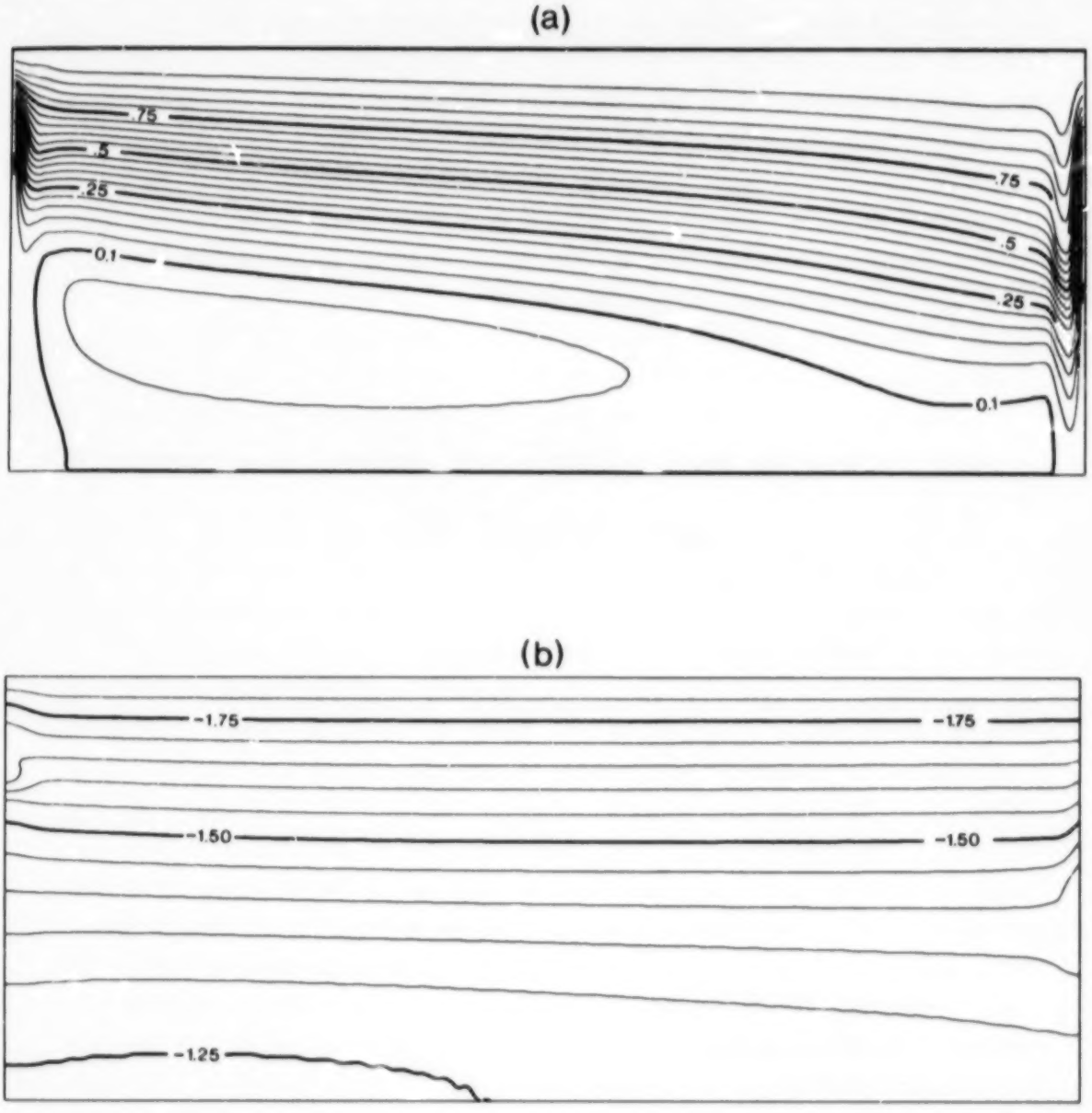


Figure 41. Solutions pour A = 3.2 x 10^{-3}, Gr = 3 x 10^{13}, Pr = 7.3 x 10^{-4} et t = 0.06: a) fonction de flux; b) température sans dimension.

déduire la vitesse verticale à partir de la pente des isothermes et de la vitesse horizontale. Il est à souligner que le modèle du lac montre l'existence d'un faible courant de retour dans les couches profondes. Ce résultat vient appuyer la présupposition faite dans le modèle analytique que la circulation dans la région du courant sortant ne s'étend pas jusqu'au fond sauf près de la sortie elle-même. La solution du modèle indique que le courant entrant gagne de la profondeur rapidement à l'entrée de la cavité et constitue une autre caractéristique intéressante. La situation est similaire dans le cas de la distribution des températures observées au lac Laberge (figure 8). Cette transition abrupte pourrait consister en un ressaut hydraulique interne quand le courant entrant passe d'un écoulement critique à un écoulement fluvial. De même, les isothermes en-dessous du courant sortant rappellent la divergence observée dans les données de terrain représentées à la figure 8.

Les vitesses horizontales sans dimension au niveau des points de grille situés sous la glace et les températures concomitantes sont indiquées dans le tableau 2. Le produit du flux de chaleur dérivé de façon numérique avec les deux lois concernant la distance obtenues à partir des modèles analytique et de similitude démontre que le flux de chaleur varie suivant x^{-1} près de la sortie tandis que, plus loin de l'origine, il varie plutôt en fonction de $x^{-1/2}$. Il semblerait que les résultats obtenus avec les deux modèles simples ne concordent pas avec ceux obtenus à l'aide du modèle numérique et qu'il faudrait faire de nouvelles recherches relatives au paramétrage du flux de chaleur vertical sous la glace. La diminution plus rapide du flux de chaleur horizontal (UT_1) obtenue avec le modèle numérique dans le cas des trois premiers points de grille est aussi démontrée à la figure 30.

Il s'avérait intéressant, étant donné la similitude entre la distribution de température observée et celle obtenue à l'aide du modèle, de refaire les calculs dans le cas d'une variation de la profondeur de la cavité plus réaliste où le fond suivrait une pente régulière à partir des parois d'extrémité jusqu'au centre de la cavité.

Tableau 2. Comparaison du flux de chaleur près de la sortie du lac obtenu à l'aide d'un modèle numérique avec les flux obtenus à l'aide du modèle de similitude ou analytique

Point de grille x	Courant sans dimension U	T' °C	Valeur proportionnelle au flux de chaleur UT'	$(UT - UT_\infty)x$	$(UT - UT_\infty)x^{1/2}$
1	-8.6	0.46	-3.78	-2.58	-2.58
2	-7.94	0.44	-3.41	-4.42	-3.12
3	-5.85	0.43	-2.49	-3.87	-2.23
4	-4.79	0.42	-2.01	-3.24	-1.62
5	-4.37	0.42	-1.83	-3.15	-1.40
6	-4.34	0.42	-1.82	-3.78	-1.54
7	-4.35	0.42	-1.82	-4.34	-1.64
8	-4.35	0.42	-1.82	-4.96	-1.75
9	-4.29	0.42	-1.80	-5.4	-1.86
20	3.0	0.40	-1.2	-	-

Ce domaine de calcul était représenté par 53 points dans le plan horizontal et 41 points dans le plan vertical dans sa partie la plus profonde. Les conditions aux limites du fond incliné ont été déterminées d'après Roache (1972).

Des tests de sensibilité plus limités ont donné les résultats similaires quand le fond est incliné et que les courants entrants caractérisés par un nombre de Froude plus élevé tendent à se répandre dans toute la cavité. Dans un cas, avec un nombre de Froude de 0.031, un courant de retour faible est apparu près du fond principalement dans la moitié de la cavité située du côté de l'entrée après une période suffisamment longue (environ un jour en temps réel). La figure 42 montre que le champ de courant, après une période suffisamment longue (environ un jour en temps réel). La figure 42 montre que le champ de courant, après une période de 1.6 jour ou 500 pas de temps, est restreint à la partie supérieure de la colonne d'eau et est caractérisé par des transitions marquées près de l'entrée et de la sortie. Étant donné que le fond présente une pente, il semble avoir pour principal effet de

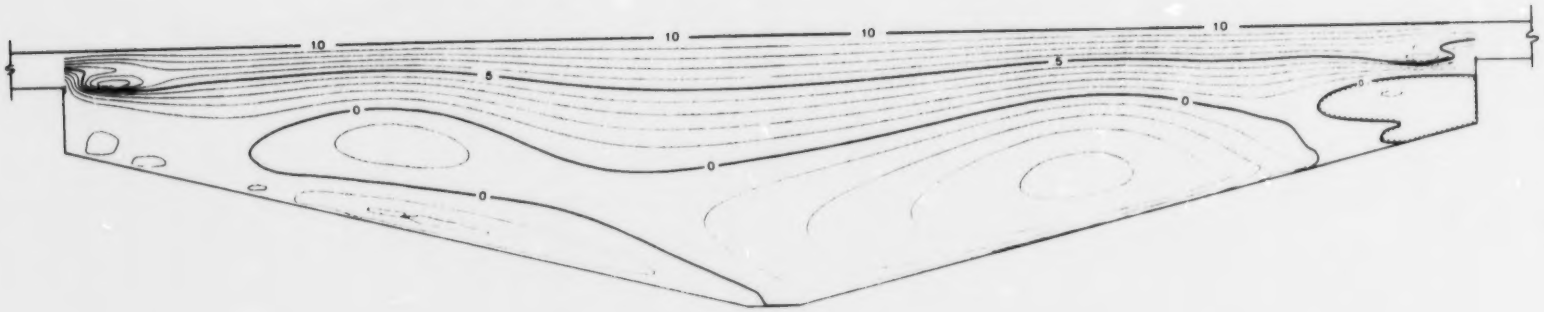


Figure 42. Fonction de flux dans le cas du modèle s'appliquant à une cavité à profondeur variable avec les mêmes paramètres qu'à la figure 40, mais t = 0.001 (Ra = 10^6).

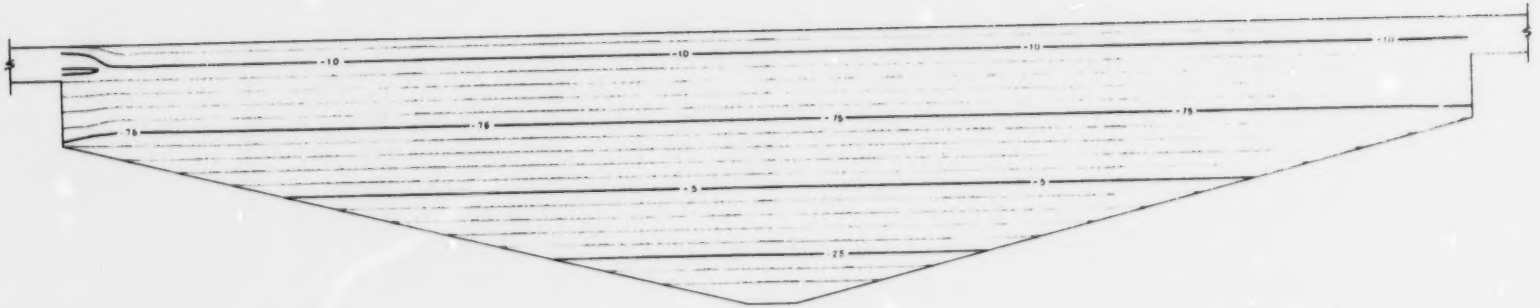


Figure 43. Température sans dimension relative à la solution représentée à la figure 42.

fractionner en plusieurs faibles remous le courant de retour en profondeur. Malheureusement, le champ de température n'a pas varié de façon importante par rapport à sa valeur initiale durant la période plutôt courte au cours de laquelle on a élaboré la solution. Sur la figure 43, c'est seulement au niveau du courant entrant et des débits sortants qu'il y a correspondance entre les isothermes et les lignes de courant. Le modèle non hydrostatique a été étendu de façon à inclure les variations de la profondeur et de la largeur dans le plan transversal de façon à obtenir un modèle plus réaliste de l'écoulement de l'eau à travers le lac Laberge. Au moment de la rédaction de ce rapport, ce problème n'a pas encore été résolu avec succès.

RÉFÉRENCES

Adams, E.E., K.D. Stolzenbach, et D.F. Harleman. 1975. Near and far field analysis of buoyant surface discharges into large bodies of water. Report 205, Department of Civil Engineering, Massachusetts Institute of Technology, Boston.

Baddour, R.E. 1987. Hydraulics of shallow and stratified mixing channel. J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civ. Eng., 113: 630-645.

Ball, A.J. 1983. Temperature-turbidity relationships of southern Lake Laberge. National Water Research Institute, West Vancouver (C.B). Rap. inédit.

Baird, S. 1981. A solution to the problem of current vector measurements in areas of low horizontal magnetic field intensity. Pêches et Océans Canada, Burlington (Ontario). Rap. inédit.

Bogorodskiy, V.V., et K.K. Sukhorukov. 1983. Physical conditions of bottom melting of Arctic sea ice pack. Izvestiyza, Atmospheric and Ocean Physics, 19: 667-669.

Carmack, E.C., R.C. Wiegand, E. Marles, M.E. Alford, et V.A. Chamberlain. 1987. Limnologie physique d'un lac traversé par un courant fluvial et couvert de glace : le lac Laberge au Yukon. Rapport n° 35 de l'INRH et étude n° 157, Série scientifique, Direction générale des eaux intérieures. Institut national de recherche en hydrologie, Centre nationalde recherche en hydrologie, Environnement Canada, Saskatoon (Saskatchewan).

Csanady, G.O. 1985. Pycnobathic currents over the upper continental slope. J. Phys. Oceanogr., 5: 306-315.

Den Hartog, G., S.D. Smith, R.J. Anderson, D.R. Topham, et R.G. Perkin. 1983. An investigation of a polynya in the Canadian archipelago, 3, Surface heat flux. J. Geophys. Res., 88: 2911-2916.

Dillon, T.M. 1982. Vertical overturns: A comparison of Thorpe and Ozmidov length scales. J. Geophys. Res., 87: 9601-9613.

Fischer, H.B., E.J. List, R.C.Y. Koh, J. Imberger, et N.H. Brooks. 1979. Mixing in inland and coastal waters. New York: Academic Press.

Gilpin, R.R., T. Hirata, et K.C. Cheng. 1980. Wave formation and heat transfer at an ice-water interface in the presence of a turbulent flow. J. Fluid Mech., 99: pp. 619-640.

Hamblin, P.F. 1976. Seiches, circulation and storm surges of an ice-free Lake Winnipeg. J. Fish. Res. Board. Can., 33: 2377-2391.

Hamblin, P.F., et E.C. Carmack. 1990. On the rate of heat transfer between a lake and an ice sheet. Cald Reg. Tech., 18: 173–182.

Henderson, F.M. 1966. Open channel flow. New York: Macmillan Co.

Jirka, G.H., et M. Watanabe. 1980. Thermal structure of cooling ponds. J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civ. Eng., 106: 701-715.

Josberger, E.G., et D. Meldrum. 1985. Bottom ablation measurements and heat transfer coefficients from MIZEX-WEST, février 1983. MIZEX Bulletin VI MIZEX West, P. Wadhams, éd. U.S. Army CRREL Special Report #85-6, 68-72.

Kirkland, R.A., et C.B.J. Gray. 1986. Caractéristiques chimiques et biologiques de quatre grands lacs du bassin du fleuve Yukon. Rapport n° 33 de l'INRH et Étude n° 153, Série scientifique, Direction générale des eaux intérieures, Institut national de recherche en hydrologie, Centre national de recherche en hydrologie, Environnement Canada, Saskatoon (Saskatchewan).

Koh, R.C.Y. 1966. Viscous stratified flow towards a sink. J. Fluid Mech., 24: 555-575.

Langleben, M.P. 1982. Water drag coefficient of first-year sea ice. J. Geophys. Res., 87(C1): 573-578.

Lawrence, G.A. 1980. Selective withdrawal through a point sink. Dans Proc. 2nd Int. Symp. on Stratified Flows, pp. 411-425. Trondheim: Tapir Press.

LeBlond, P.H., et L.A. Mysak. 1978. Waves in the ocean. Amsterdam: Elsevier.

Lee, J.H.W., et G.H. Jirka. 1981. Vertical round buoyant jet in shallow water. J. Hydraul. Div., Am. Soc. Civ. Eng., 107: 1651-1675.

Leong, D.C.K. 1988. Mixing of dense river inflows into lakes. M. Eng. thesis, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch, Nouvelle-Zélande.

Liljequist, G. 1941. Winter temperatures and ice conditions of Lake Vetter with special regard to the winter of 1939/40. Swedish Meteorological and Hydrographical Institute Communication Series No. 35, 29 p.

Marmoush, Y.M.R. 1985. Behaviour of thermal density currents in cold receiving natural water bodies. Thèse de Ph.D., McMaster University, Hamilton (Ontario), 221 p.

Mason, J.E. 1983. The effect of topographic shading on the energy budget of small lakes. M.Eng. thesis, Department of Civil Engineering, University of Canterbury, Christchurch, Nouvelle-Zélande.

Mellin, R. 1947. Investigations at the Meteorological and Hydrological Institute of Sweden concerning the ice conditions on lakes and rivers. Swedish Meteorological and Hydrological Institute Communications Series D, No. 1, 50 p.

Mellin, R. 1948. Currents caused by water flowing through lakes. Extract of Proceedings of IUGG General Assembly. Oslo, Norway.

Monismith, S.G., et T. Maxworthy. 1988. Selective withdrawal and spin-up of a rotating stratified fluid. Doc. inédit.

Papadakis, J.E. 1981. A simple method for monotonic approximation of functions. Pacific Marine Science Report 81-7, Institute of Ocean Sciences.

Patterson, J.C., et P.F. Hamblin. 1988. Thermal simulation of lakes with winter ice cover. Limnol. Oceanogr. 33(3): 328-338.

Pease, C.H. 1985. Theory of wind-driven coastal polynyas. Mizex-Bulletin VI, CCREL Special Report 82-6. U.S. Army Corps Eng. Cold Reg. Res. Eng. Lab., Hanover, N.H., pp. 112-119.

Rattray, M. 1982. A simple exact treatment of the

baroclinicity-bathymetry in a frictional iterative diagnostic ocean model. J. Phys. Oceanogr., 12: 997-1003.

Roache, P.J. 1972. Computational fluid dynamics. Albuquerque: Hermosa Publishers.

Stigebrandt, A. 1978. Dynamics of an ice-covered lake with through-flow. Nord. Hydrol., 9: 219-244.

Topham, D.R., R.G. Perkin, S.D. Smith, R.J. Anderson, et G. Den Hartog. 1983. An investigation of a polynya in the Canadian archipelago, 1, Introduction and oceanography. J. Geophys. Res., 88: 2888-2899.

TVA. 1972. Heat and mass transfer between a water surface and the atmosphere. TVA Rep. No. 6803.

Wilkinson, D.L., et I.R. Wood. 1971. A rapidly varied flow phenomenon in two-layer flow. J. Fluid Mech., 47: 241-256.

Annexe A
Drogue conçue pour aller sous la glace

ANNEXE A

DROGUE CONÇUE POUR ALLER SOUS LA GLACE

par P. Hamblin et F. Roy

DESCRIPTION ET MODE D'UTILISATION SUR LE TERRAIN

La figure A-1 présente un diagramme schématique de la drogue conçue pour aller sous la glace. Un signal radio émanant de la drogue et traversant les dix premiers centimètres de la colonne d'eau et les couches de glace et de neige permet de localiser périodiquement la drogue. Chaque transmetteur a sa fréquence propre de telle sorte que plusieurs drogues peuvent être lâchées et suivies en même temps. La figure A-2 montre la méthode de poursuite des drogues à courte distance qui consiste en la localisation de l'amplitude maximale du signal le long de lignes droites. L'antenne qui permet de localiser les drogues à de grandes distances est utilisée en mode directionnel de façon à localiser approximativement les drogues. Le rapport de Roy et Savile (1985) donne les détails relatifs à l'utilisation sur le terrain des drogues conçues pour aller sous l'eau.

ÉVALUATION DES DROGUES EN LABORATOIRE

Après les expériences sur le terrain, on a réalisé une série de tests visant à examiner le comportement de drogues faites avec un store dans un courant avec cisaillement horizontal. Sur le terrain, le cisaillement horizontal pouvait atteindre des valeurs aussi élevée que 10^{-4} s^{-1}. De tels cisaillements peuvent donner lieu à un différentiel de vitesse de 0.3 mm/s à la surface de la drogue. Ce différentiel est beaucoup plus petit que la vitesse moyenne du courant, environ 1 cm/s, observée sur le terrain mais est du même ordre que la vitesse de glissement de la drogue estimée à 1 mm/s (par rapport à la vitesse du courant).

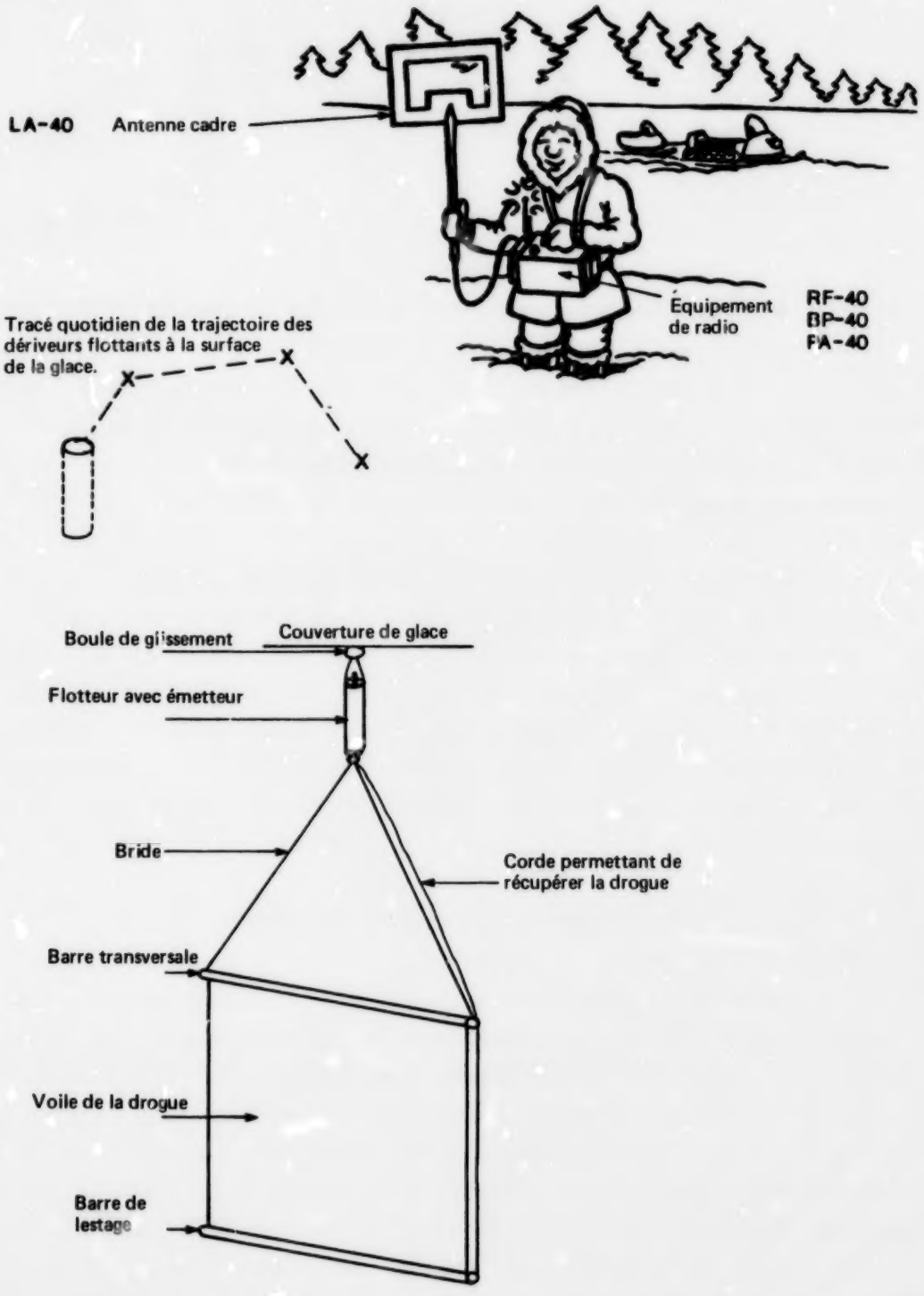
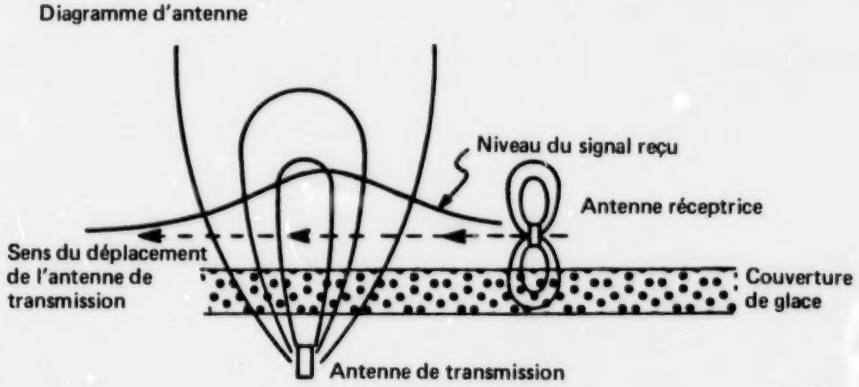
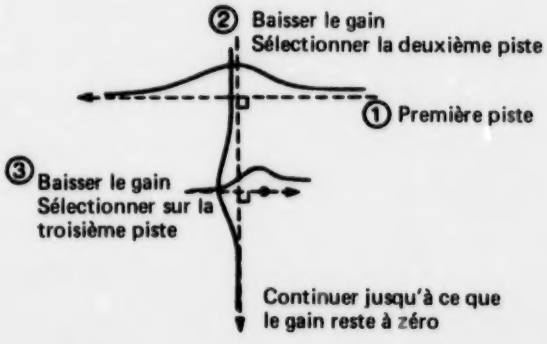


Figure A1. Schéma de la drogue conçue pour aller sous la glace et mode d'utilisation sur le terrain.

Le cisaillement linéaire a pour effet de déplacer la ligne d'action de la force nette exercée sur la drogue de la ligne centrale vers la zone où le courant est supérieur. Ainsi, la résistance du flotteur sous la glace et le fait que la force générant le glissement



VUE LATÉRALE



VUE EN PLAN

Figure A2. Technique de radiodétection.

soit déplacée crée sur la drogue un moment de torsion qui tend à faire tourner la drogue de façon à ce qu'elle ne subisse plus l'effet du cisaillement. Si le glissement latéral est supérieur à la vitesse de glissement, la trajectoire de la drogue sera sensiblement déviée. La drogue se déplacera d'une zone de courant fort à une zone de courant faible.

On peut calculer l'écart par rapport à la ligne centrale en intégrant la loi de résistance aérodynamique sur toute la surface de la drogue

$$\tau = \frac{1.7}{2} \rho A U^2_s \qquad \text{(A-1)}$$

où la valeur 1.7 est le coefficient de résistance pour une drogue faite avec un store (Vachon, 1973), A est l'aire de la drogue, et U_s est la vitesse de glissement.

$$\text{Écart par rapport au centre sur l'axe Z} = \frac{\int_{-L}^{L} (U_s + z\,U^1)^2 z\,dz}{\int_{-L}^{L} (U_s + z\,U^1)^2 dz}$$

où U^1 est le cisaillement dans le courant et L représente la moitié de la largeur de la drogue, 1.5 m ici. Après transformation algébrique, on obtient

$$\text{Écart par rapport au centre sur l'axe Z} = \frac{2L^2\ U^1\ U_s}{3\ U_s^2 + (U^1\ L)^2}$$

ou Écart par rapport au centre sur l'axe Z = 15 cm pour $U^1 = 10^{-4}\ s^{-1}$ et

$$U_s = 1 \times 10^{-3}\ m/s$$

Ainsi, quand le cisaillement est de 10^{-4} s^{-1}, le centre d'action de la force générant le glissement est déplacé de 10 % de la moitié de la largeur de la drogue par rapport à son centre de suspension. Afin de vérifier ce résultat, une série d'expérience ont été réalisées aux installations de remorquage du laboratoire du Centre canadien des eaux intérieures avec une drogue dont le store avait une surface de 1 m^2.

Expérience 1 (Absence de cisaillement, simulation d'un courant uniforme)

Dans la première expérience de remorquage, le câble de remorquage était relié à la drogue pour qu'il soit aligné le mieux possible avec le centre de la voile de façon à tester le comportement de la drogue dans un champ de courant uniforme. Les nombres de Reynolds ont été déterminés de façon semblable dans le cas de la drogue de 1 m^2 et du prototype de 10 m^2 à des vitesses de glissement ou de remorquage variant entre 0.5 et 1.5 cm/s. De plus, on a simulé la friction du flotteur de surface sous la glace en remorquant le flotteur dans le sens de déplacement de la remorque à l'aide d'une longue corde qui était presque parallèle à la surface de l'eau. Aux trois vitesses de remorquage, 0.5, 1.0 et 2.0 cm/s, la drogue a subi une rotation suivant son axe vertical tout en se déplaçant latéralement dans la direction du bord de la voile le plus avancé jusqu'à ce que, apparamment, la force de redressement de la corde était suffisamment importante pour inverser le sens de la rotation et du déplacement. Le centre d'équilibre de ces oscillations de part et d'autre du bassin correspondait à peu près au point d'attache. Les oscillations étaient plus importantes à grande vitesse : à une vitesse de 2 cm/s, leur amplitude a été estimée à environ 1 m. Dans un test subséquent, à une vitesse de 0.5 cm/s, on a fait en sorte que le câble de remorquage puisse se déplacer latéralement de façon à ce qu'il demeure parallèle à la direction du courant, ce qui avait pour effet d'éliminer la force de redressement. Comme dans les autres tests, la drogue oscillait. C'est donc l'angle de la voile par rapport au courant qui génère les forces de redressement et non pas la direction du câble de remorquage. Enfin, la mesure de la tension dans le câble de remorque a donné une valeur de 5 g à une vitesse de 0.5 cm/s. Ce résultat coïncide avec la loi de la résistance (équation 1).

Expérience 2 (Simulation d'un courant avec cisaillement horizontal)

Dans cette expérience, la point d'attache a été déplacé de 9.8 cm ou 20 % de la moitié de la longueur de la drogue par rapport à son centre. De cette façon, on voulait simuler l'effet du cisaillement qui ne pouvait évidemment pas être reproduit comme tel dans le bassin de remorquage. Le temps dont on disposait n'a permis de tester qu'une seule vitesse, 0.5 cm/s, et une seule valeur d'écart par rapport au centre de la drogue. Au cours de l'expérience, on a observé que la drogue «patinait» dans la direction de l'écart par rapport au centre et que la drogue subissait une rotation qui faisait en sorte que le bord de la voile situé du côté de l'écart s'avançait. La drogue a atteint un équilibre instable à un angle moyen de 30° dans la direction de l'écart. L'angle du câble de remorquage montrait des oscillations de ±6° dont la période était d'environ 5 min. À la différence de l'expérience précédente où le câble de remorquage pouvait se déplacer latéralement de façon à annuler la force de redressement latéral, la drogue continuait de se déplacer vers le côté jusqu'à ce qu'elle atteigne la paroi du bassin. La vitesse de déplacement latéral a été estimée à environ 1 cm/s, ce qui correspond à une vitesse deux fois plus grande que la vitesse de glissement. Pour vérifier approximativement ce rapport de vitesse, c'est-à-dire le rapport entre la vitesse latérale et la vitesse de glissement vers l'avant, on peut envisager qu'avec un angle d'équilibre de 30°, la force de redressement devrait être de 2.5 g. Si l'angle de rotation initial de la drogue est de 10°, alors la force de 2.5 g doit être contrebalancée par $\rho\ U^2A/2$ sin 10° suivant laquelle la valeur de U est de 0.85 cm/s, ou environ le double de la vitesse de glissement vers l'avant. De nouveaux tests devraient être réalisés particulièrement pour établir l'effet du déplacement du point de suspension sur le rapport de vitesse. À défaut de ces données, on peut simplement supposer, pour les analyses subséquentes, que cette relation est, linéaire, ce qui donne un rapport de vitesse de 0 quand le point de suspension correspond au centre de la voile et de 2 quand l'écart du point de suspension par rapport au centre est de 20 %, ou, à l'opposé, que le rapport de vitesse est indépendant du déplacement au point de suspension sauf quand le point de suspension est centré.

APPLICATION

Suivant les données présentées à la figure 18, la vitesse moyenne à la profondeur où ont été lâchées les drogues, le cisaillement et les déviations angulaires attendues relatifs à l'étude réalisée au lac Tagish avec les drogues sont indiqués au tableau A-1. Sur la base des suppositions relatives à l'effet du déplacement du point de suspension sur le rapport des vitesses de même que sur la base des observations faites au cours des tests de remorquage, il semblerait que la tendance qu'ont les drogues de traverser les zones de cisaillement en se dirigeant vers une zone où le courant est moins fort est probablement assez faible, soit de l'ordre de 10°, dans les conditions existant sur le terrain et que les trajectoires irrégulières des drogues observées au lac Tagish sont dues à la nature instable du courant.

Tableau A-1. Vitesse moyenne et cisaillement à une profondeur de 6 m au niveau de la ligne 1–8 du lac Tagish.

Station	Vitesse Moyenne (cm/s)	Constante de déviation relative au rapport des vitesses	Cisaillement X 10^5 s^{-1}	Pourcentage de déplacement	Déviation angulaire
6	1.0	-11°	-8.0	8	-5°
4	1.2	9°	3.0	3	1°
3	0.6	18°	1.4	1	1°
2	0.25	39°	1.6	2	2°

RÉFÉRENCES

Roy, F.E. et H.A. Savile. 1985. Handbook notes for under-ice drifter buoy. Rapport inédit de l'INRE ES-1134.

Vachon, W.A. 1973. Scale model testing of drogues for free drifting buoys. Technical Report R-709. The Charles Start Draper Laboratory, Inc., Cambridge, Mass. 143 p.

Annexe B
Équations d'écoulement sous la glace

ANNEXE B

ÉQUATIONS D'ÉCOULEMENT SOUS LA GLACE

Les équations de Ekman relatives à un régime permanent peuvent être établies pour $w = u + iv$ et $s = x + iy$; $(i = \sqrt{-1})$

$$ifw = \frac{-1\partial P}{\rho \partial s} + \frac{v\partial^2 w}{\partial z^2}$$

où $$\frac{\partial P}{\partial s} = \rho g \left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{i\partial \eta}{\partial y}\right)$$

Les conditions aux limites sous la glace sont $w = 0$ à $z = 0$ et $z = -H$.

Si $\alpha^2 = f/(2v)$, alors la solution est

$$w = \frac{\partial P}{\rho i f \partial s}\left(\frac{\{\cosh [(1 + i)\ \alpha H] -1\}}{\sinh ((1 + i)\ \alpha H)} \sinh [(1 + i)\ \alpha z] + \cosh [(1 + i)\ \alpha z] -1\right)$$

On peut faire l'intégrale verticale de cette solution pour obtenir le transport, W.

$$W = \frac{\partial P}{if\partial s}\left(\frac{\{\cosh [(1 + i)\ \alpha H] -1\}}{\sinh [(1 + i)\ \alpha H]} \{1 - \cosh [(1 + i)\ \alpha H]\} + \frac{\sinh [(1 + i)\ \alpha H]}{(1 + i)\ \alpha} - H\right)$$

$$= \frac{2H\partial P}{if\partial s}\left(\frac{\cosh [(1 + i)\ \alpha H] -1}{(1 + i)\ \alpha H \sinh [(1 + i)\ \alpha H]} - \frac{1}{2}\right)$$

Enfin, il s'avère utile de connaître la contrainte tangentielle, $\tau_s = v\partial w/\partial z$ à $z = 0$ et au fond, $z = -H$, dans le cas limite où $\alpha H \to \infty$. À partir de l'équation précédente donnant W, on peut montrer que

$$\tau_s = \frac{1 + i}{i\ 2\alpha} \frac{\partial P}{\partial s} \frac{1}{\rho}$$

en notation complexe de telle sorte que

$$\tau_{sx} = \frac{\rho g}{2\alpha}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right)$$

et

$$\tau_{sy} = \frac{\rho g}{2\alpha}\left(-\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right)$$

De même,

$$\tau_b = -\frac{(1+i)}{i2\alpha}\frac{\partial P}{\partial s}\frac{1}{\rho}$$

de telle sorte que

$$\tau_{bx} = \frac{g\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right)$$

$$\tau_{by} = \frac{g\rho}{2\alpha}\left(\frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{\partial \eta}{\partial y}\right)$$

Il est à noter qu'en présence de stratification, le graident de pression au fond peut comporter un autre terme,

$$\frac{g}{\rho_0}\int_{-H}^{0}\frac{\partial \rho}{\partial x}\,dz$$

* Note : Les données de température de l'air et de l'eau du courant entrant recueillies à des intervalles de 10, 20, 30 et 60 min au lac Laberge sont disponibles sous forme éditée sur rubans WA 1089 et DM 527 (neuf pistes, enregistrements de 1600 bpi et 80 caractères) (F = S, LB = KU).